



**João Pedro Alves Dias**

Licenciado em Ciências da Engenharia Mecânica

## **Simulação Numérica do Escoamento em Turbinas Colocadas numa Falésia**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em  
Engenharia Mecânica

Orientador: José M. P. Conde, Professor Auxiliar, FCT-UNL

Júri:

Presidente: Prof. Doutor José Almeida Dias  
Arguente: Prof. Doutor Eric Lionel Didier  
Vogal: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde



FACULDADE DE  
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

**Setembro de 2011**

## **Simulação Numérica do Escoamento em Turbinas Colocadas numa Falésia**

Copyright © 2011 de João Pedro Alves Dias, FCT/UNL

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.



# Agradecimentos

Ao Professor José Manuel Paixão Conde, pela orientação do presente trabalho e pelas importantes sugestões e contribuições que ajudaram a enriquecer este trabalho.

Ao Eng.º Moisés Brito pela amizade, ajuda e disponibilidade no enriquecimento curricular.

Aos meus colegas e amigos que me apoiaram.

À Catarina pela compreensão e por todo o apoio incondicional ao longo dos últimos tempos.

Um agradecimento muito especial aos meus pais e irmãos por toda a ajuda, paciência e oportunidades que me deram.



# Resumo

O aproveitamento da energia eólica é feito a partir de turbinas normalmente instaladas em zonas de declive ligeiramente acentuado, devido ao aumento da velocidade local do vento. Este incremento na velocidade é favorável dado que a potência disponível depende do cubo da velocidade. No entanto, nas falésias, o efeito de bloqueio provoca uma forte inclinação do escoamento reduzindo a eficiência e desempenho das turbinas nestes locais.

O presente trabalho tem como principal objectivo estudar a influência do escoamento das turbinas colocadas numa falésia. Este estudo é realizado a partir de simulações numéricas tendo como base um código numérico comercial, que resolve as equações RANS utilizando o método dos volumes finitos.

Neste trabalho, inicialmente valida-se a influência da variação abrupta da superfície da falésia no escoamento e o seu impacto na produção de energia com testes numéricos. Posteriormente modela-se a turbina através de um meio poroso. Na parte final estuda-se a interferência da esteira de uma turbina noutra colocada a sotavento.

Dos resultados numéricos obtidos concluiu-se que as falésias constituem um local apropriado para a colocação de turbinas se devidamente posicionadas. Adicionalmente o meio poroso revelou-se uma boa alternativa simplificada à caracterização da esteira de turbinas.

**Palavras-chave:** CFD, disco actuador, esteira, turbina eólica, falésia, meio poroso.



# Abstract

The use of the wind power made by turbines typically installed in areas of slightly steep slope, is due to the increased of the local wind speed. This increase in speed is favorable because the available power depends on the cube of speed. However, in the cliffs, the blocking effect causes a strong inclination of the flow by reducing the turbine efficiency and performance of these locations.

This essay has as main goal to study the influence of the turbine flow placed on a cliff. It was conducted from numerical simulations based on a commercial numerical code that solves the RANS equations using the finite volume method.

This work starts with a validation, using numerical tests, of the influence of abrupt change on the surface runoff the cliff and its impact on energy production. After that we made several studies, starting from the modeling of the turbine through a porous medium. And in the final chapters the interference of the wake of a turbine placed in another downwind.

The numerical results obtained allow us to conclude that the cliffs are an appropriate location for the placement of turbines if properly positioned. Additionally, the porous medium has proven to be a good alternative to the simplified characterization of the turbine wake.

**Keywords:** CFD, actuator disc, wake, wind turbine, cliff, porous medium.





# Índice Geral

Agradecimentos .....	iii
Resumo.....	v
Abstract .....	vii
Índice Geral .....	ix
Índice de Figuras.....	xiii
Índice de Tabelas .....	xvii
Simbologia e Notações .....	xix
Abreviaturas .....	xxiii

<b>1. Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Enquadramento do trabalho .....	1
1.2 Objectivos e metodologias .....	4
1.3 Organização do trabalho.....	5
<b>2. Estudo Bibliográfico</b>	<b>7</b>
2.1 Caracterização do escoamento na falésia .....	7
2.1.1 Camada limite atmosférica.....	11
2.2 Turbina .....	14
2.2.1 Disco actuador.....	18
2.2.2 Teoria de Betz .....	21

---

<b>3.</b>	<b>Modelo Numérico</b>	<b>25</b>
3.1	Equações RANS .....	25
3.2	Modelação da turbulência.....	27
3.2.1	Modelo $k-\epsilon$ padrão .....	28
3.2.2	Modelo $k-\epsilon$ RNG.....	29
3.2.3	Modelo $k-\epsilon$ <i>Realizable</i> .....	29
3.2.4	Modelo $k-\epsilon$ MMK .....	30
3.2.5	Modelo $k-\omega$ .....	30
3.2.6	Modelo $k-\omega$ SST .....	31
3.3	Domínio de cálculo.....	31
3.3.1	Degrau .....	31
3.3.2	Turbina .....	32
3.4	Geração da malha .....	33
3.5	Condições de fronteira.....	34
3.5.1	Fronteira de entrada.....	34
3.5.2	Fronteira de saída.....	39
3.5.3	Fronteiras sólidas .....	39
3.5.4	Simetria.....	42
3.5.5	Meio poroso.....	42
3.6	Esquema numérico .....	46
<b>4.</b>	<b>Simulação do Modelo de Falésia</b>	<b>49</b>
4.1	Validação da malha .....	49
4.2	Optimização da malha .....	53
4.3	Dependência das condições de entrada.....	55
4.4	Dependência dos modelos de turbulência.....	56
4.5	Localização da turbina.....	61

---

---

<b>5. Simulação do Modelo de Turbina</b>	<b>65</b>
5.1 Dependência da malha .....	65
5.2 Dependência das condições de entrada .....	69
5.3 Dependência dos modelos de turbulência .....	71
5.4 Dependência do coeficiente de resistência .....	78
5.5 Validação <i>porous jump</i> .....	79
5.6 Validação dos Resíduos .....	80
<b>6. Turbinas colocadas na falésia</b>	<b>87</b>
<b>7. Conclusão</b>	<b>91</b>
Referências Bibliográficas .....	93
Anexos .....	99



# Índice de Figuras

Figura 1.1 – Turbinas eólicas colocadas numa falésia (Nordex, 2011).....	2
Figura 2.1 – Representação esquemática do escoamento sobre uma falésia (adaptado de Sherry <i>et al.</i> , 2009). ....	7
Figura 2.2 – Variação da bolha de recirculação (adaptado de Sherry <i>et al.</i> , 2009): a) $X_L$ ; b) $Y_b$ .....	10
Figura 2.3 – Evolução da pressão e velocidade num disco actuador ao longo do eixo longitudinal. ....	18
Figura 2.4 – Coeficiente de potência e de impulso de uma turbina ideal.....	22
Figura 3.1 – Domínio de cálculo e condições de fronteira da falésia.....	32
Figura 3.2 – Domínio de cálculo e condições de fronteira da turbina.....	33
Figura 3.3 – Perfis de velocidade média na superfície de entrada. ....	35
Figura 3.4 – Variação das componentes da flutuação da velocidade sobre uma placa plana lisa (adaptado de Schlichting, 1979).....	36
Figura 3.5 – Perfis de turbulência: a) $k$ ; b) $\varepsilon$ . ....	37
Figura 3.6 – Perfil do $\sigma$ de entrada (adaptado de Roballo, 2007). ....	37
Figura 3.7 – Perfis para diferentes intensidades de turbulência: a) $k$ ; b) $\varepsilon$ . ....	38
Figura 3.8 – Perfil de velocidades de camada limite turbulenta.....	41
Figura 4.1 – Perfis de $y^+$ para diferentes malhas. ....	50
Figura 4.2 – Perfis de $y^*$ para diferentes malha, pormenor junto ao degrau. ....	51
Figura 4.3 – Determinação do comprimento da bolha de recirculação através do perfil do $y^+$ e de $u$ . ....	52
Figura 4.4 – Comprimento da bolha de recirculação ( $X_L$ ). ....	52
Figura 4.5 – Malha otimizada com primeiro elemento 2 [mm] e rácio de crescimento de 5%.....	54

Figura 4.6 – Comparação do $y^+$ entre malha uniforme (malha 2) e malha otimizada. ....	54
Figura 4.7 – Perfis de $y^+$ para diferentes intensidades de turbulência na entrada. ....	55
Figura 4.8 – Perfis de $y^+$ para diversos modelos de turbulência. ....	57
Figura 4.9 – Linhas de corrente para o modelo de turbulência Windsim com $I=3,5\%$ . ....	57
Figura 4.10 – Perfis de velocidade média para diversos modelos de turbulência: a) $x=0$ ; b) $x=30$ ; c) $x=50$ ; d) $x=70$ (continua). ....	58
Figura 4.11 – Perfis de $I$ para diversos modelos de turbulência ( $I_0=3.5\%$ ): a) $x=0$ ; b) $x=30$ ; c) $x=50$ ; d) $x=70$ ; e) $x=90$ ; f) $x=110$ (continua). ....	60
Figura 4.12 – Campo de velocidade (modelo $k-\omega$ SST; $I=3,5\%$ ). ....	61
Figura 4.13 – Campo da intensidade de turbulência (modelo $k-\omega$ SST; $I=3,5\%$ ). ....	62
Figura 4.14 – Inclinação do escoamento, $\theta^\circ$ (modelo $k-\omega$ SST; $I=3,5\%$ ). ....	63
Figura 5.1 – Discretização da malha P1: a) plano yz; b) pormenor na zona de estudo. ....	66
Figura 5.2 – Discretização da malha P1: a) plano xy; b) pormenor junto ao disco. ....	66
Figura 5.3 – Influência da malha no déficit de velocidade em $y=0$ . ....	68
Figura 5.4 – Campo de velocidades na turbina para diferentes discretizações: a) malha P1; b) malha P5. ....	68
Figura 5.5 – Perfis adimensionais em $y=0$ , para diferentes níveis de turbulência de entrada: a) componente longitudinal da velocidade; b) intensidade de turbulência. ....	69
Figura 5.6 – Perfis adimensionais em $y=0$ para diferentes comprimentos de mistura: a) velocidade b) intensidade de turbulência. ....	70
Figura 5.7 – Evolução em $y=0$ das componentes: a) velocidade; b) Intensidade turbulenta; c) Pressão estática relativa; d) coeficiente de pressão para o modelo $k-\omega$ SST. ....	72
Figura 5.8 – Perfis de velocidade: a) $k-\omega$ SST; b) Experimental (Aubrun, 2007); c) $k-\varepsilon$ Realizable; d) $k-\varepsilon$ RNG. ....	74
Figura 5.9 – Perfis de Intensidade turbulenta: a) $k-\omega$ SST; b) Experimental (Aubrun, 2007); c) $k-\varepsilon$ Realizable; d) $k-\varepsilon$ RNG. ....	75

---

Figura 5.10 – Campo de velocidade para os modelos de turbulência: a) $k-\varepsilon$ padrão; b) $k-\varepsilon$ Realizable; c) $k-\varepsilon$ RNG; d) $k-\omega$ ; e) $k-\omega$ SST. ....	76
Figura 5.11 – Campo de Intensidade de turbulência para os modelos de turbulência: a) $k-\varepsilon$ padrão; b) $k-\varepsilon$ Realizable; c) $k-\varepsilon$ RNG; d) $k-\omega$ ; e) $k-\omega$ SST. ....	77
Figura 5.12 – Variação dos perfis para diferentes coeficientes de resistência em $y=0$ : .....	78
Figura 5.13 – Comparação do pressure jump e porous jump em $y=0$ com $C_2=292$ , $k-\omega$ SST, $I=4\%$ ....	79
Figura 5.14 – Domínio de cálculo e condições de fronteira utilizadas na validação dos resíduos.....	83
Figura 5.15 – Resíduos (caso 3): a) <i>Scale</i> ; b) <i>Unscale</i> ; c) <i>Normalized</i> ; d) Variáveis $\phi$ . ....	85
Figura 5.16 – Plano yz da turbina. ....	87
Figura 5.17 – Plano xy.....	88
Figura 5.18 – Pormenor junto ao meio poroso.....	88
Figura 5.19 – Campo de velocidades. ....	89
Figura 5.20 – Campo da energia cinética turbulenta.....	89
Figura 5.21 – Campo do coeficiente de pressão.....	90





# Índice de Tabelas

Tabela 2.1 – Comprimento da bolha de recirculação a sotavento da falésia (Sherry <i>et al.</i> , 2010).....	9
Tabela 2.2 – Valores típicos dos parâmetros de perfis de vento de acordo com a lei de potência (Stathopoulos e Baniotopoulos, 2007). ....	12
Tabela 2.3 – Características de terreno (Eurocódigo, 2004). ....	13
Tabela 3.1 – Valores das constantes do modelo $k-\varepsilon$ . ....	28
Tabela 3.2 – Valores das constantes do modelo $k-\varepsilon$ RNG. ....	29
Tabela 3.3 – Valores das constantes do modelo $k-\varepsilon$ Realizable.....	30
Tabela 3.4 – Valores das constantes do modelo $k-\omega$ . ....	30
Tabela 3.5 – Valores das constantes do modelo $k-\omega$ SST. ....	31
Tabela 3.6 – Coeficiente de impulso. ....	46
Tabela 3.7 – Parâmetros do meio poroso. ....	46
Tabela 3.8 – Resumo dos parâmetros numéricos utilizados.....	47
Tabela 4.1 – Características das malhas utilizadas.....	50
Tabela 4.2 – Optimização da malha. ....	53
Tabela 4.3 – Comprimento da bolha de recirculação a sotavento da falésia para diferentes modelos de turbulência com os perfis de Roballo com $I=3,5\%$ . ....	56
Tabela 5.1 – Discretizações das malhas utilizadas.....	67
Tabela 5.2 Potência dissipada pelo disco. ....	73
Tabela 5.3 – Características dos casos de validação de resíduos. ....	83
Tabela 5.4 – Resíduos não adimensionais ( <i>Unscale</i> ). ....	84
Tabela 5.5 – Resíduos adimensionais ( <i>Scaled</i> ). ....	84

Tabela 5.6 – Resíduos normalizados 5 iterações. ....	85
--	----

# Simbologia e Notações

$a$	factor de indução axial
$A_d$	área do disco poroso
$C_{1\varepsilon}; C_{2\varepsilon}$	constante do modelo $k-\varepsilon$ para a taxa de dissipação turbulenta
$C_2$	coeficiente de perda de carga
$C_P$	coeficiente de potência
$C_T$	coeficiente de impulso
$C_\mu$	constante de proporcionalidade para a viscosidade dinâmica turbulenta
$D$	diâmetro da turbina/disco
$F_T$	força de impulso
$g$	aceleração gravítica
$h$	altura da falésia
$h_i, h_l$	altura do elemento de malha $i$ , altura do elemento de malha com dimensão 0,5
$k$	energia cinética turbulenta por unidade de massa
$I$	intensidade de turbulência
$l$	comprimento da superfície de entrada
$l_m$	comprimento da turbulência
$Ma$	número de Mach
$NI, NJ, NK$	número de elementos segundo as direcções $x, y, z$
$P_{turbina}$	potência dissipada pelo disco
$Q$	caudal volúmico
$Re_h$	número de Reynolds baseado na altura do degrau

$S_i$	componentes do termo fonte
$t$	tempo
$T$	escala de tempo integral
$u_i, \overline{u_i}, u_i'$	componentes da velocidade: instantânea, média e flutuação
$u_j$	componentes da velocidade normal à face
$u^*$	velocidade de atrito
$U_\infty; U_d; U_w$	velocidade: não perturbada, disco, esteira
$U^+$	velocidade adimensional
$x_i$	componentes das coordenadas cartesianas
$X_L$	comprimento da bolha recirculação a sotavento da falésia
$y_P$	distância ao centro do primeiro elemento
$y^+$	distância à parede adimensionalizada
$Y_b$	altura da bolha de recirculação a sotavento da falésia
$y_0$	comprimento de rugosidade
$\alpha$	expoente da lei de potência
$\delta$	espessura da camada limite
$\delta_i$	espaçamento da malha junto à superfície sólida
$\delta_{ij}$	delta de Kronecker
$\varepsilon$	taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
$\Delta n$	espessura da placa perfurada/turbina
$\theta$	inclinação do escoamento
$\kappa$	constante empírica universal de von Kármán
$\mu$	viscosidade dinâmica
$\sigma$	desvio padrão da velocidade média

$\phi, \overline{\phi}, \phi'$	variável genérica: valores instantâneo, médios e flutuação
$\omega$	taxa de dissipação por unidade de energia cinética turbulenta



# Abreviaturas

2D, 3D	Bidimensional, Tridimensional
AD	Disco Actuador (do inglês, <i>Actuator Disc</i> )
BFS	Degrau descendente (do inglês, <i>Backward Facing Step</i> )
CFD	Dinâmica de Fluidos Computacional (do inglês, <i>Computational Fluid Dynamics</i> )
CLA	Camada Limite Atmosférica
FFS	Degrau ascendente (do inglês, <i>Forward Facing Step</i> )
FVM	Método dos Volumes Finitos (do inglês, <i>Finite Volume Method</i> )
RANS	Equações médias de Navier-Stokes (do inglês, <i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i> )
RSM	Modelo das tensões de Reynolds (do inglês, <i>Reynolds Stress Model</i> )
SIMPLE	(do inglês, <i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i> )
SIMPLEC	(do inglês, <i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations Consistent</i> )
UDF	Programa externo (do inglês, <i>User Defined Functions</i> )
VC	Volume de Controlo





# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Enquadramento do trabalho

O aumento da procura energética mundial e a necessidade de encontrar soluções alternativas e sustentáveis para a obtenção de energia, cria preocupações essencialmente na política e planeamento energético de todas as economias. Assim, é premente o surgimento de um novo paradigma energético, cuja essência, centra-se nos recursos endógenos e renováveis. Neste contexto, surge a energia eólica pelas suas inúmeras vantagens contribuindo para a diversificação energética e consequentemente, redução das emissões de gases com efeito de estufa.

A energia eólica é uma das formas indirectas de obtenção de energia solar. Esta energia provém da energia cinética de massas de ar, devido a diferenças de pressão, provocado pelo aquecimento desigual da superfície terrestre e da rotação da terra. Por esta razão é considerada uma fonte de energia limpa e renovável comparativamente a outras formas de conversão de energia.

Normalmente o aproveitamento da energia eólica é feito a partir de turbinas, instaladas em zonas de declive ligeiramente acentuado, como é o caso das montanhas ou falésias (figura 1.1), devido ao aumento da velocidade local do vento. Este aumento é provocado devido à redução da área de passagem, que implica uma maior convergência das linhas de corrente, com consequente diminuição de pressão. Este incremento na velocidade é favorável para o aproveitamento através de turbinas eólicas, dado que a potência disponível depende do cubo da velocidade. Contudo esta energia não pode ser totalmente convertida em energia mecânica. O limite de Betz (descrita em pormenor na subsecção 2.3.2) indica que independentemente da turbina eólica, apenas 59% da energia cinética do vento pode ser transformada em energia mecânica.



*Figura 1.1 – Turbinas eólicas colocadas numa falésia (Nordex, 2011).*

Porém em escoamentos sobre topografia complexa, em que o declive é acentuado, como o caso das falésias, o efeito de bloqueio provoca gradientes de pressão adversos. Este efeito origina zonas de separação e recirculação do escoamento. Estas zonas são caracterizadas por uma elevada intensidade de turbulência, que pode provocar flutuações de carga nas turbinas. Estas flutuações afectam a eficiência das turbinas e aumenta significativamente os esforços nas pás e vibrações, reduzindo assim o tempo de serviço. Quando a turbulência do vento contiver energia significativa em frequências próximas da frequência natural da turbina, provoca a ressonância da estrutura. Por outro lado, em locais com forte curvatura das linhas de corrente, o desempenho aerodinâmico das pás é fortemente afectado, devido ao aumento da força de arrasto e diminuição da força de sustentação nas pás do rotor da turbina que pode diminuir a energia produzida e afectar a integridade da estrutura.

Porém se as turbinas forem criteriosamente posicionadas, em zonas estratégicas, onde existe incremento de velocidade, pode-se aproveitar energia sem colocar em risco a integridade estrutural. Nestas zonas há aceleração do escoamento e consequentemente, um acréscimo da energia disponível face ao vento incidente na falésia. Neste contexto, Portugal apresenta um elevado potencial neste tipo de aproveitamento energético devido à sua extensa zona costeira.

O posicionamento das turbinas dentro do parque eólico é um factor crucial na eficiência da energia eólica. Por vezes surge a necessidade de diminuir a distância entre as turbinas eólicas dentro do parque, devido a limitações de espaço, custo do terreno e ligações à rede eléctrica. No entanto a diminuição da distância pode provocar uma maior perda de energia nas turbinas a sotavento devido ao efeito de esteira. Este efeito provoca uma redução da velocidade e aumento da intensidade de turbulência e consequentemente uma menor potência disponível. Assim é necessário avaliar esta região de forma a minimizar as perdas devido ao efeito de esteira.

Na prática, numa superfície plana, em que a velocidade do vento é alinhada com o eixo das turbinas, o espaçamento entre as turbinas é normalmente de cinco a nove diâmetros na direcção preferencial do vento e de três a cinco diâmetros na direcção perpendicular (Castro, 2008). Mesmo tomando estas dimensões, a experiência demonstra que a energia perdida devido ao efeito de esteira é de 5% e que pode ser tanto maior quanto menor a distância a que são colocadas (Castro, 2008). No entanto numa falésia este efeito pode ser superior devido à forte curvatura das linhas de corrente, fazendo com que a velocidade do vento não seja alinhada com o eixo das turbinas.

Na análise da disponibilidade, viabilidade e potencial de aproveitamento de energia eólica existem diversos modelos, sendo o WAsP (Mortensen e Landberg, 1993) o mais utilizado. No entanto, estes modelos lineares foram desenvolvidos para superfícies lisas e não contemplam situações de topografia complexa, como o caso de falésias. Nestas situações, são utilizados modelos numéricos.

A esteira de turbinas eólicas tem sido largamente estudada através de modelos lineares para estimar o défice da velocidade do vento dentro de parques eólicos. Estes modelos foram projectados inicialmente para parques com poucas turbinas localizados sobre superfícies lisas (Cabezón *et al.*, 2010). Verificou-se que existem poucos modelos que demonstrem como a topologia do escoamento em topografia complexa, pode afectar o efeito de esteira num parque eólico. Nestas situações, surge a necessidade de utilizar modelos numéricos CFD (*Computacional Fluid Dynamics*), que permitem estudar pormenorizadamente a esteira, devido à complexidade inerente da modelação das turbinas.

Barthelmie *et al.*, (2007) apresentaram uma revisão dos diversos softwares utilizados na modelação da esteira num parque eólico. Recentemente foi desenvolvido o programa específico CFD WAKE 1.0. Este programa baseia-se no código comercial FLUENT, que utiliza a teoria do disco actuador para simular o efeito de esteira em escoamentos sobre topografia complexa e/ou escoamentos *offshore*. No âmbito deste trabalho utiliza-se o código comercial FLUENT que utiliza uma técnica de volumes finitos (FVM).

Existem várias metodologias para simular numericamente as turbinas, sendo os mais usados a teoria do disco actuador e a modelação directa das pás. A modelação directa das pás da turbina exige um modelo com uma boa densidade de malha, de modo a captar o efeito de camada limite junto às pás fazendo com que esta abordagem seja computacionalmente dispendiosa na simulação de um parque eólico. Assim surge a necessidade de modelar a turbina de uma forma menos complexa mas garantindo sempre a autenticidade dos resultados. Neste sentido, a turbina é modelada através de um disco poroso e parametrizado através da teoria do disco actuador. Este disco poroso é simulado numericamente através da aplicação de um termo fonte nas equações RANS (Reynolds Average Navier-Stokes), o que provoca uma distribuição de forças contrárias ao escoamento. Estas forças são calculadas com base no coeficiente de impulso. Nesta metodologia, não se captam todos os fenómenos

inerentes da interacção do escoamento com as pás, esteira próxima (*near wake*), mas sim da esteira distante (*far wake*), zona de interesse no planeamento e projecto de parques eólicos.

A motivação principal deste trabalho prende-se com as dificuldades de encontrar um modelo numérico que permita simular conjuntamente as características dos escoamentos sobre topografia complexa e a aerodinâmica do rotor das turbinas, de modo a ser possível a modelação e optimização de um parque eólico colocado sobre topografia complexa.

## 1.2 Objectivos e metodologias

O objectivo principal deste trabalho consiste em simular numericamente a interacção do escoamento em turbinas eólicas colocadas numa falésia. Neste estudo a geometria da falésia é considerada como um degrau ascendente, do inglês, *Forward-Facing-Step* (FFS) e a turbina será modelada usando um meio poroso.

As simulações são realizadas recorrendo ao código comercial FLUENT que resolve numericamente as equações RANS através da técnica de volumes finitos e utilizando diversos modelos de turbulência para o fecho das equações. A geometria e a discretização do domínio de cálculo são feitas utilizando o programa GAMBIT.

Para simular numericamente o escoamento de turbinas eólicas colocadas numa falésia é necessário inicialmente validar individualmente o modelo numérico da falésia e da turbina, de modo a averiguar um compromisso entre ambas as parametrizações. A validação dos resultados numéricos é feita através da comparação com dados experimentais e testes numéricos.

A análise dos resultados numéricos do modelo de falésia faz-se através da observação das características bolhas de recirculação, campo de velocidade e de intensidade turbulenta e inclinação do escoamento, de modo a otimizar o posicionamento da turbina. Posteriormente, analisam-se os resultados referentes ao modelo de turbina através da análise da esteira do escoamento, avaliando a sensibilidade do défice de velocidade e intensidade de turbulência para os diferentes parâmetros numéricos.

## 1.3 Organização do trabalho

O trabalho encontra-se organizado em 7 capítulos: Introdução, Estudo Bibliográfico, Modelo Numérico, Simulação do Modelo de Falésia, Simulação do Modelo de Turbina, Turbinas Colocadas na Falésia e por fim as Conclusões.

Na **Introdução**, Capítulo 1, descreve-se a importância deste trabalho bem como os principais objectivos e metodologias que estiveram na base do trabalho desenvolvido.

No Capítulo 2, **Estudo Bibliográfico**, é apresentada a caracterização do escoamento sobre o degrau ascendente, caracterização do escoamento de camada limite atmosférica, bem como alguns estudos já realizados por outros autores. Apresenta-se também a caracterização do escoamento em turbinas, a teoria do disco actuador e uma revisão dos estudos já efectuados.

No Capítulo 3, **Modelo Numérico**, é feita uma descrição do modelo numérico, das equações RANS, do modelo de turbulência, da lei de parede, das condições de fronteira utilizadas, dos esquemas numéricos utilizados e por fim das formas de geração da malha no domínio de cálculo.

No Capítulo 4, **Simulação do Modelo de Falésia**, são apresentados os resultados numéricos, correspondentes à modelação da falésia a partir de um degrau ascendente. Neste capítulo avalia-se a influência da discretização de malhas, dos modelos de turbulência e condições limites.

No Capítulo 5, **Simulação do Modelo de Turbina** é avaliada a esteira da turbina. Analisa-se a sensibilidade do défice de velocidade e intensidade de turbulência a parâmetros, como a discretização da malha, condições limites, modelos de turbulência e diferentes coeficientes de resistência. Estes resultados são comparados e validados com dados experimentais obtidos em túnel de vento por Aubrun (2007). Na parte final deste capítulo faz-se a análise da convergência da solução.

No capítulo 6, **Turbinas Colocadas na Falésia** é realizado o estudo de duas turbinas coloca

Finalmente, no Capítulo 7, apresentam-se as **Conclusões** que decorrem de uma análise global do trabalho realizado e ainda sugestões para novos caminhos de investigação no futuro.



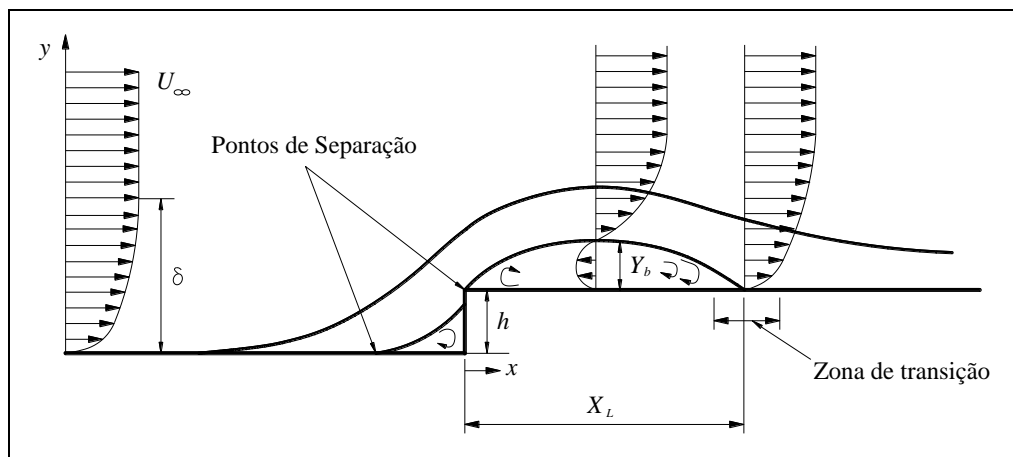
## Capítulo 2

### Estudo Bibliográfico

Neste capítulo apresenta-se a caracterização do escoamento sobre a falésia e o estudo bibliográfico acerca dos diferentes estudos já realizados neste tipo de escoamento. Faz-se ainda a caracterização do escoamento na esteira de turbinas eólicas e a revisão dos diferentes modelos utilizados na modelação da esteira. Por fim descreve-se a teoria do disco actuador.

#### 2.1 Caracterização do escoamento na falésia

A geometria da falésia pode ser simplificada considerando-a como um degrau ascendente (FFS). O escoamento sobre um degrau ascendente é complexo e possui características únicas, tais como zonas de separação e recirculação apresentadas esquematicamente na figura 2.1.



*Figura 2.1 – Representação esquemática do escoamento sobre uma falésia (adaptado de Sherry et al., 2009).*



O efeito de bloqueio provocado pelo degrau implica uma forte curvatura das linhas de corrente, criando gradientes de pressão adversos, o que origina zonas de separação e recirculação do escoamento. O escoamento é caracterizado por pontos muito singulares como, por exemplo, o ponto de separação seguido de uma bolha de recirculação menos intensa a barlavento do degrau e um ponto de estagnação na parede vertical do degrau. Esta bolha a barlavento influencia a inclinação do escoamento a sotavento, afectando o comprimento da outra bolha de recirculação,  $X_L$ . A bolha de recirculação a sotavento do degrau é originada pela presença da aresta viva. Por esta razão, desenvolve-se uma camada de tensão de corte elevada entre a parede e a velocidade a uma altura não perturbada,  $U_\infty$ . Esta recirculação do escoamento provoca um aumento de intensidade de turbulência, o que pode impossibilitar a colocação de turbinas eólicas.

Embora haja uma grande semelhança física do FFS com o degrau descendente (*Backward Facing Step* - BFS) existem mais estudos sobre o BFS devido à natureza transitória do escoamento e à presença de duas bolhas de recirculação (Sherry *et al.*, 2009). Por outro lado, como a geometria do BFS só possui uma bolha de recirculação, permite que seja usada para validar modelos de turbulência que envolvam separação e recirculação do escoamento.

A maioria dos escoamentos na área da engenharia do vento são turbulentos. O escoamento é designado turbulento quando as forças de inércia são predominantes face às forças viscosas, o que resulta em flutuações caóticas do escoamento. A caracterização do escoamento turbulento pode ser feita a partir do número de Reynolds ( $Re_h$ ), que representa a relação entre as forças de inércia e as forças viscosas, dado por:

$$Re_h = \frac{\rho \cdot h \cdot U_\infty}{\mu} \quad (2.1)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do fluido [Pa.s],  $h$  a dimensão característica que corresponde neste caso à altura do degrau [m] e  $\rho$  é a massa volúmica [kg/m<sup>3</sup>].

Têm sido realizados diversos estudos sobre o FFS, no entanto, tem-se verificado a dificuldade de um consenso acerca dos resultados obtidos, devido à dependência de diversos parâmetros, bem como o facto de ter duas bolhas de recirculação (Sherry *et al.*, 2009). A literatura mostra uma grande disparidade de valores no comprimento da bolha de recirculação para condições geométricas semelhantes e mesmo número de Reynolds.

Sherry *et al.* (2010) mostraram que o comprimento da bolha de recirculação é muito sensível aos parâmetros do escoamento e à geometria do FFS, como por exemplo, a altura da camada limite atmosférica ( $\delta$ ), a altura do degrau e do número de Reynolds.

Na tabela 2.1 apresentam-se alguns valores do comprimento da bolha de recirculação a sotavento do FFS encontrados na literatura.

*Tabela 2.1 – Comprimento da bolha de recirculação a sotavento da falésia (Sherry et al., 2010).*

Estudo	$\delta/h$	$l/h$	$Re_h$	$X_L$
Arie <i>et al.</i> (1975)	1,96	4	—	$2,5h$
Moss e Baker (1980)	0,7	12,7	$5 \times 10^4$	$4,7h$
Bergeles e Athanassiadis (1983)	0,48	4	—	$3,75h$
Castro e Dianat (1983)	5,2	2	$5 \times 10^4$	$1,4h$
Farrabee e Casarella (1986)	2,4	$>10$	$2,1 \times 10^4$	$3h$
Zhang (1994)	0,7	32	—	$4,02h$
Leclercq <i>et al.</i> (2001)	0,7	10	$1,7 \times 10^4$	$3,2h$
Gasset <i>et al.</i> (2005)	$\sim 0,7$	$>6$	$5 \times 10^4$	$5h$
Largeau e Moriniere (2007)	$\leq 0,3$	$\geq 9$	$2,88 - 12,82 \times 10^4$	$3,5 - 5h$
Camussi <i>et al.</i> (2008)	5	$>8$	$8,8 - 26,3 \times 10^3$	$1,5 - 2,1h$
Agelinchaab e Tachie (2008)	9,3	6	$1,92 \times 10^3$	$4,1h$
Hattori e Nagano (2010)	0,33-0,66	23,3	$0,9 - 3 \times 10^3$	$1,82-2,04h$
Sherry <i>et al.</i> (2010)	0,83-2,5	$\geq 11,1$	$1,4 - 19 \times 10^3$	$1,9-4h$

A figura 2.2 apresenta a variação do comprimento e da altura da bolha de recirculação a sotavento do degrau com o número de Reynolds, para diferentes rácios  $\delta/h$ . Observa-se que o comprimento da bolha de recirculação é muito menos sensível com o aumento do número de Reynolds para um valor superior a  $Re_h = 8500$ . Este comportamento é justificado devido à redução das forças viscosas perto do degrau para um valor de  $Re_h$  mais elevado.

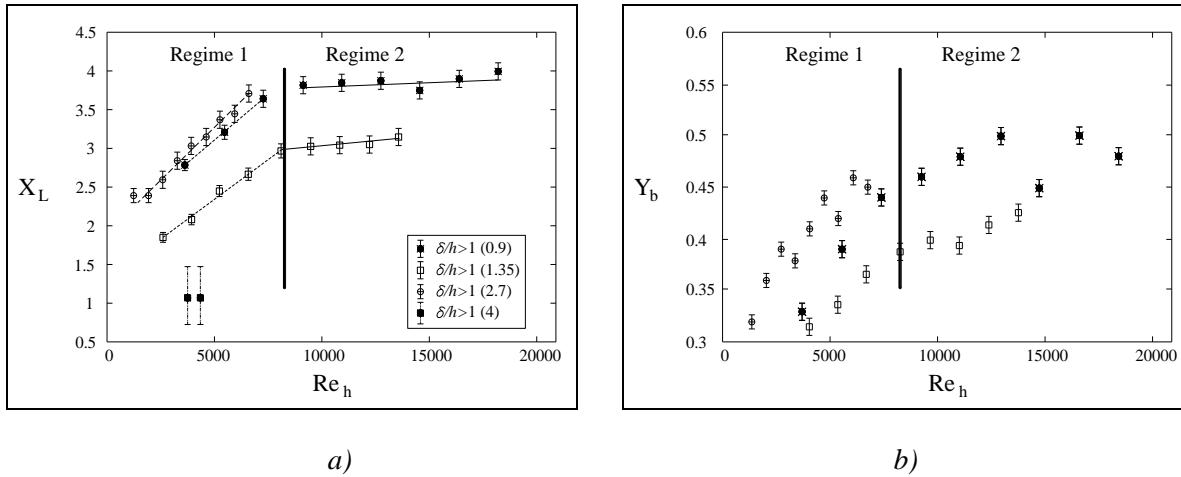


Figura 2.2 – Variação da bolha de recirculação (adaptado de Sherry et al., 2009): a)  $X_L$ ; b)  $Y_b$ .

Pires (2009) realizou um estudo bidimensional da camada limite interna desenvolvida em falésias, através da simulação numérica directa (DNS) com metodologia de fronteiras imersas, para falésias com diferentes alturas e formas geométricas. O código foi validado com perfis de velocidade observados em torre anemométrica e simulações no túnel de vento. Verificou que existe boa concordância de resultados e obteve valores comparáveis até a uma distância de 100 m da falésia. Demonstrou também que quanto menor a inclinação da falésia, menor a altura da bolha de recirculação, no entanto mais extensa na direcção longitudinal.

Roballo (2009) estudou o escoamento atmosférico, localizado junto a uma falésia de 50 m de altura. Analisou dados em diferentes níveis de torres anemométricas situadas a sotavento da falésia, comparando com dados do túnel de vento medidos através da técnica de anemometria de fio quente. Para tal, utilizou um perfil de velocidade que se adaptava ao expoente  $\alpha = 0.15$  da lei de potência, com o número de Reynolds máximo de  $6.52 \times 10^4$ . Determinou assim os perfis de velocidade para as diferentes condições de rugosidade da superfície e concluiu que quanto maior a rugosidade de superfície, menor o comprimento da bolha de recirculação a sotavento da falésia.

Zhang (1994) estudou numericamente o comportamento do modelo de turbulência  $k-\epsilon$  padrão para diferentes escoamentos com recirculação, em particular para o FFS. Utilizou o código CHENSI para a resolução das equações RANS com malha estruturada. Os termos advectivos foram discretizados pelo esquema *upwind weight difference scheme* e os termos difusivos pelo esquema de diferenças centradas, utilizando um método artificial de compressibilidade de acoplamento entre a velocidade e a pressão. Os resultados obtidos foram comparados com os experimentais de Moss e Baker (1980), onde os perfis de velocidade média e campo de pressão apresentam valores semelhantes, mas subestima a energia cinética turbulenta ( $k$ ). Isto permite concluir que as constantes do modelo  $k-\epsilon$  não são adequadas para simular escoamentos com recirculação.

Gasset *et al.* (2005) utilizaram o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  RNG para estudar o escoamento sobre um FFS, comparando os resultados numéricos com os dados experimentais obtidos por Moss e Baker (1980). Devido à falta de informação explícita acerca do nível de turbulência de entrada dos dados experimentais, utilizou valores aleatórios de forma a aproximar-se dos dados experimentais.

Lun *et al.* (2007) realizaram a simulação do escoamento sobre três tipos de características topográficas: montanha em forma sinusoidal, degrau ascendente e descendente com vários ângulos de inclinação. Mostraram as limitações do modelo  $k-\varepsilon$  a sotavento do obstáculo, propondo outras versões do modelo  $k-\varepsilon$ . No entanto, os modelos propostos também apresentaram deficiência dos resultados a sotavento do obstáculo.

Neste sentido surge a necessidade de testar o comportamento de outros modelos de turbulência disponíveis,  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ , no estudo do escoamento sobre o degrau ascendente.

Na secção seguinte apresentam-se as leis que descrevem o comportamento do escoamento atmosférico sobre diferentes tipos de solos.

### 2.1.1 Camada limite atmosférica

A zona da atmosfera caracterizada pela variação de velocidade do vento com a altura denomina-se de camada limite atmosférica (CLA). A região da CLA que se estende até uma altura de cerca de 100 m chama-se camada superficial. Esta camada é a zona de interesse para a colocação das turbinas eólicas. Nesta zona, a topografia do terreno e a rugosidade do solo, condicionam fortemente o perfil de velocidades. Acima desta zona diz-se que a atmosfera é livre, onde se assume que a variação da velocidade é desprezável tomando assim o perfil de velocidades praticamente uniforme (Castro, 2008).

Normalmente a distribuição de velocidades na CLA é representada pela lei de potência ou pela lei logarítmica.

A lei de potência é expressa da seguinte forma:

$$\begin{cases} \frac{u}{U_{\infty}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}}, & \text{se } 0 < \frac{y}{\delta} < 1 \\ u = U_{\infty}, & \text{se } \frac{y}{\delta} > 1 \end{cases} \quad (2.2)$$

onde  $U_{\infty}$  é a velocidade do escoamento não perturbado [m/s] e  $n$  o inverso do expoente da lei de potência que caracteriza o grau de enchimento do perfil, sendo esta relação expressa normalmente por  $\alpha$ .

Na tabela 2.2 apresentam-se os valores típicos da espessura da camada limite e do expoente da lei de potência.

*Tabela 2.2 – Valores típicos dos parâmetros de perfis de vento de acordo com a lei de potência (Stathopoulos e Baniotopoulos, 2007).*

Categoria de terreno	Tipo de terreno	Espessura da camada limite ( $\delta$ ) [m]	Expoente lei de potência ( $\alpha$ )
1	Superfície lisa, Lago, Oceano	250	0,11
2	Zona rural com vegetação	300	0,15
3	Zona suburbana, Floresta	400	0,25
4	Zona com edifícios altos	500	0,36

A lei logarítmica é expressa por:

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y}{y_0} \right) \quad (2.3)$$

onde  $u^*$  é a velocidade de atrito [m/s] dada por:

$$u^* = \frac{\kappa \times u_{ref}}{\log \left( \frac{y_{ref}}{y_0} \right)} \quad (2.4)$$

sendo  $u_{ref}$  a velocidade de referência [m/s] dada normalmente a uma altura de referência ( $y_{ref}$ ) de 10 m e  $y_0$  o comprimento de rugosidade [m].

A velocidade de atrito depende da rugosidade do solo, da velocidade do vento e das forças que se desenvolvem na atmosfera, sendo assim difícil de calcular. Para contornar esta dificuldade, e porque o uso habitual da equação (2.3) é a extrapolação para alturas diferentes de dados medidos a uma altura de referência, usa-se, na prática, a seguinte equação:

$$\frac{u(y)}{u(\delta)} = \frac{\ln \left( \frac{y}{y_0} \right)}{\ln \left( \frac{\delta}{y_0} \right)} \quad (2.5)$$

Onde  $u(\delta)$  é a velocidade à altura de referência [m/s]. Neste trabalho a altura de referência é tomado como a altura da camada limite atmosférica.

Na tabela 2.3 mostram-se diferentes valores de comprimentos de rugosidade para diferentes categorias de terreno.

*Tabela 2.3 – Características de terreno (Eurocódigo, 2004).*

Categoria do terreno	$y_0$ [m]	$y_{min}$ [m]
0-No mar ou em zona costeira exposta a mar aberto	0.003	1
I-Junto a lagos ou a uma zona plana e sem obstáculos	0.01	1
II- Zona rural com árvores ou casas isoladas	0.05	2
III-Zonas Industriais e suburbanas ou florestas	0.3	5
IV-Zonas urbanas com pelo menos 15% de área ocupada por Edifícios com altura média superior a 15 m	1	10

Historicamente o perfil da lei de potência foi o primeiro a ser utilizado para representar a variação de velocidades em terrenos homogêneos. No entanto, esta lei apresenta algumas desvantagens, devido ao facto de este perfil se ajustar bem no exterior da CLA, mas pior na zona superficial, junto ao solo. Assim a lei logarítmica tem sido a mais frequentemente utilizada, em particular no Eurocódigo (2004), apresentando uma forma mais assintótica, o que traduz melhor o comportamento físico junto às paredes. Ambos os perfis desprezam o efeito da estratificação térmica não sendo considerado este efeito neste trabalho.

A turbulência atmosférica é conhecida por ser anisotrópica e muito dependente da rugosidade superficial e da distância ao solo. Assim, a turbulência é completamente irregular e não pode ser descrita de uma forma determinística sendo necessário recorrer a modelos estatísticos para a descrever.

Na análise da variabilidade do vento recorre-se ao parâmetro intensidade de turbulência ( $I$ ). Este parâmetro é determinado a partir da relação entre o desvio padrão da velocidade média do vento ( $\sigma$ ) e a velocidade média ( $\bar{u}$ ) registada no mesmo período:

$$I = \frac{\sigma}{\bar{u}} \quad (2.6)$$

Desta forma a intensidade de turbulência está relacionada com a característica do terreno. Esta intensidade é menor em escoamentos sobre superfícies lisas e diminui à medida que se afasta do solo.

Estudos realizados revelam que a relação  $\sigma = 2.5u^*$  se verifica na camada superficial da atmosfera (Castro, 2008), o que permite escrever a seguinte relação:

$$I = \frac{1}{\ln\left(\frac{y}{y_0}\right)} \quad (2.7)$$

A modelação da turbulência necessita de mais informação pelo que será apresentado em detalhe no capítulo 3.

## 2.2 Turbina

A turbina eólica, ou aerogerador, é um dispositivo que permite converter a energia cinética de translação das massas de ar em energia cinética de rotação do veio, através das pás do rotor (perfis aerodinâmicos) que provocam forças de sustentação. A energia cinética de rotação é convertida em energia eléctrica através de geradores.

A energia cinética disponível pelo vento é dada por:

$$E_c = \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (2.8)$$

onde  $V$  é a velocidade média do vento [m/s]. Então a potência disponível é expressa por:

$$P_{disp} = \frac{d(E_c)}{d(t)} = \frac{1}{2} C_p \rho A_T V^3 \quad (2.9)$$

onde  $A_T$  é a área varrida pelas pás [m<sup>2</sup>] e  $C_p$  o coeficiente de potência que indica a quantidade máxima de energia que é possível extrair.

O ar ao passar através do rotor sofre uma queda de pressão, saindo assim com um nível de pressão inferior à pressão atmosférica, o que provoca uma redução da velocidade como se observa na figura 2.3. Esta região a sotavento do rotor é denominada de esteira. Posteriormente, o escoamento retorna ao nível da pressão atmosférica. Consequentemente uma turbina colocada dentro desta zona vai produzir menos energia e sofrer maior carga estrutural. Assim, no projecto de parques eólicos, a colocação das turbinas, é definido de acordo com a direcção predominante do vento, de modo a obter-se menos

perdas devido ao efeito de esteira. Para isto é necessária a modelação adequada da esteira, através de modelos capazes de estimar o défice de velocidade e incremento da intensidade de turbulência.

O escoamento na esteira de turbinas eólicas é complexo. Esta complexidade provém do movimento de rotação induzido pelas pás, dos gradientes de pressão adversos, da libertação alternada de vórtices provocada pela extremidade das pás (*tip vortices*) e também à separação do escoamento no cubo e na estrutura de suporte.

No âmbito do estudo da esteira da turbina, existem duas características da esteira da turbina de interesse prático: i) o défice de velocidade que está relacionado com a diminuição da potência útil nas turbinas a sotavento; ii) o aumento da turbulência, o que provoca um incremento dos esforços a turbinas colocadas a sotavento. Neste contexto, a colocação das turbinas dentro de um parque eólico tem que ser efectuada de modo criteriosa, pois existem vários parâmetros que condicionam o posicionamento das turbinas.

No estudo da esteira da turbina é habitual considerar-se duas zonas tipicamente distintas: esteira próxima e esteira distante. No entanto a divisão das duas regiões é um pouco ambígua (Vermulen *et al.*, 2003). Usualmente, a esteira próxima é tomada como a região imediatamente a sotavento do rotor, onde existe grande influência das características do rotor (número de pás, forma dos perfis). Esta zona pode ir até 3 vezes o diâmetro do rotor (Vermulen *et al.*, 2003) e é caracterizada por uma elevada intensidade de turbulência criada pelo desprendimento de vórtices nas pás do rotor. A esteira distante é a região a sotavento que é independente das características do rotor, isto é, zona a partir do qual não existe grande influência das características do rotor.

Uma extensa revisão bibliográfica acerca das diferentes técnicas na modelação da esteira em turbinas eólicas foi feita por Crespo *et al.* (1999) e mais recentemente por Vermeer *et al.* (2003). Na modelação da turbina através das equações RANS existem duas abordagens: a teoria do disco actuador generalizada e a modelação numérica das pás. Da teoria do disco actuador generalizada surgiram diferentes variantes: a) Disco actuador; b) Linha Actuadora (Trolborg, 2008) e c) Superfície Actuadora (Rethore, 2009). A caracterização da esteira através da modelação numérica das pás realiza-se quando se pretende, em detalhe, estimar a carga aplicada e a potência produzida por uma turbina eólica. Porém, é computacionalmente dispendioso quando aplicado no projecto de parques eólicos, devido ao elevado número de elementos necessários para modelar o efeito de camada limite junto às pás.

Neste trabalho a modelação do rotor da turbina será feita através de um disco poroso e parametrizado com base na teoria do disco actuador. A superfície do rotor é modelada nas equações RANS através da introdução de um termo fonte, que traduz uma força que actua na direcção contrária ao escoamento, designada de força de impulso (*Thrust*). Não obstante, esta técnica apresenta algumas limitações,



como por exemplo não induzir o efeito de rotação das pás e a libertação alternada de vórtices. No entanto, este modelo tem sido implementado no projecto de parques eólicos, onde se está interessado apenas na caracterização da esteira distante, onde os efeitos directos da presença das pás não se faz sentir.

Aubrun (2007) simulou o escoamento sobre um disco poroso de malha metálica num túnel de vento com diferentes níveis de porosidade utilizando para isso diferentes malhas metálicas. Para uma porosidade de 65% obteve um factor de indução axial (definido na equação (2.22)) de 0,18. Afirma que a esteira distante começa após nove diâmetros da turbina onde os perfis de velocidade e intensidade de turbulência são auto-semelhantes. Nesta secção a intensidade de turbulência local é cerca de 3 vezes maior que na entrada. Este estudo permite concluir que a modelação física é uma boa alternativa e/ou complemento à modelação numérica, o que permite usar estes resultados para validar as simulações.

Kasmi e Masson (2008) simularam o rotor utilizando a condição de fronteira *fan* disponível no FLUENT, para introduzir a queda de pressão, utilizando o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  com constantes modificadas. Isto, porque o modelo  $k-\varepsilon$  padrão tipicamente subestima o défice de velocidade, devido à difusão turbulenta ser muito alta na zona da turbina. Atribuem a subestimação do défice de velocidade na esteira, à existência de uma região de não equilíbrio de turbulência perto da turbina, onde ocorre uma alta taxa de dissipação da turbulência à volta da turbina. Neste contexto, definem um volume cilíndrico ao redor da turbina, que se estende a  $0,25D$  tanto a barlavento como a sotavento, de modo a introduzir um termo de produção de turbulência adicional à equação de  $\varepsilon$ . Este termo representa a energia transferida de grandes escalas para pequenas escalas da turbulência. Isto porque esta zona é caracterizada por fortes gradientes e a taxa de produção de turbulência é elevada. O termo que limita a energia cinética turbulenta foi definido por Chen e Kim (1987) e é dado por:

$$P_{\varepsilon} = \frac{C P_t^2}{\rho k}, \quad \text{modelo } k - \varepsilon \quad (2.10)$$

$$P_{\omega} = \frac{C P_t^2}{\rho k^2}, \quad \text{modelo } k - \omega \quad (2.11)$$

Onde a constante,  $C$ , foi calibrada através de dados experimentais tomando o valor de 0,37 no modelo  $k-\varepsilon$  e 0,4 no modelo  $k-\omega$ .

Prospathopoulos *et al.* (2008) modelaram um parque eólico sobre topografia complexa e outro sobre uma superfície lisa utilizando a metodologia do disco actuador e comparam as perdas devido ao efeito de esteira com dados experimentais. No estudo numérico utilizaram o código Cres-FlowNS com o modelo de turbulência  $k-\omega$ . Afirmaram que este modelo de turbulência é apropriado na modelação do

parque eólico sobre superfícies lisas. Porém, sobrestima o déficit de velocidade na modelação do parque eólico sobre topografia complexa.

Rados *et al.* (2009) comparam os resultados numéricos de dois códigos que utilizam o modelo  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$  com os dados experimentais obtidos sobre uma placa perfurada de 8 mm de espessura, usando o coeficiente de impulso de 0,8. Dado que os modelos de turbulência subestimam o déficit de velocidade, utilizaram três mecanismos para ultrapassar este efeito: adicionar o termo adicional de produção da taxa de dissipação da turbulência de Chen e Kim (1987), modificar as constantes do modelo de turbulência e variar o comprimento de escala. Mostraram que o comprimento de escala afecta dramaticamente o resultado e concluíram que na região próxima à turbina, a turbulência está associada às pequenas escalas.

Cabezón *et al.* (2009) utilizaram o modelo do disco actuador para simular a interacção do escoamento entre a camada limite atmosférica e a esteira do rotor numa superfície lisa. Testaram os seguintes modelos de turbulência:  $k-\varepsilon$  com constantes modificadas para escoamentos atmosféricos,  $k-\varepsilon$  adicionando o termo fonte proposto por Chen e Kim (1987),  $k-\varepsilon$  Realizable e o modelo anisotrópico *Reynold Stress Model* (RSM). Todos os modelos subestimam o déficit de velocidade na zona próxima à turbina. No entanto à medida que se afasta da turbina, o modelo  $k-\varepsilon$  com o termo fonte adicional e o RSM, apresentam boa semelhança com os dados experimentais. As melhorias justificam-se pelo incremento da taxa de dissipação na região do rotor o que provoca menor difusão. Apesar de todos os modelos testados subestimarem a intensidade de turbulência, apresentam no entanto, concordância com os dados experimentais.

Makridis *et al.* (2009) fizeram a simulação do escoamento sobre uma colina com curvatura de Gauss (topografia complexa), recorrendo ao programa FLUENT 6.3 e à metodologia do *Virtual Blade Model* (VBM), opção recentemente disponibilizada, para estudar a esteira de turbinas eólicas. Consideraram três modelos de turbulência:  $k-\varepsilon$  RNG,  $k-\varepsilon$  Realizable e o RSM. O modelo RSM permite uma melhor aplicação das condições de turbulência de entrada e consequentemente melhor precisão nos resultados no que concerne ao déficit de velocidade e aumento da intensidade de turbulência na esteira da turbina.

Rethore *et al.* (2011) fizeram a análise da esteira utilizando a modelação directa das pás, disco actuador e linha actuadora. Mostraram que o déficit de velocidade apresenta resultados concordantes entre as três metodologias. No entanto a energia cinética turbulenta apresenta uma discrepância, de duas a seis ordens de grandeza entre as diferentes metodologias.

### 2.2.1 Disco actuador

O disco actuador pode ser descrito através do comportamento aerodinâmico duma turbina eólica ideal, sem entrar em detalhe com as características de projecto do rotor, considerando-o apenas como um processo de extracção de energia.

Este método teórico tem sido utilizado para parametrizar turbinas através das equações RANS. Neste contexto tem sido empregue na modelação de turbinas eólicas (Burton, 2001) e em turbina de marés (Harrison *et al.*, 2009), quando se pretende estudar a esteira distante. No entanto, apesar de ser uma teoria muito utilizada, há pouca informação disponível acerca deste tipo de modelação em códigos comerciais CFD (Harrison *et al.*, 2009).

O aumento de pressão do fluido de aproximação no disco deve-se ao efeito de bloqueio. Este aumento de pressão é seguido de uma diminuição da pressão a sotavento do disco, retornando gradualmente à pressão atmosférica à medida que se afasta do disco, como se mostra na figura 2.3. A secção transversal do tubo de corrente a barlavento do disco tem uma área menor que a sotavento, pois pela conservação de massa, como há uma redução de velocidade, implica uma expansão da área do tubo de corrente.

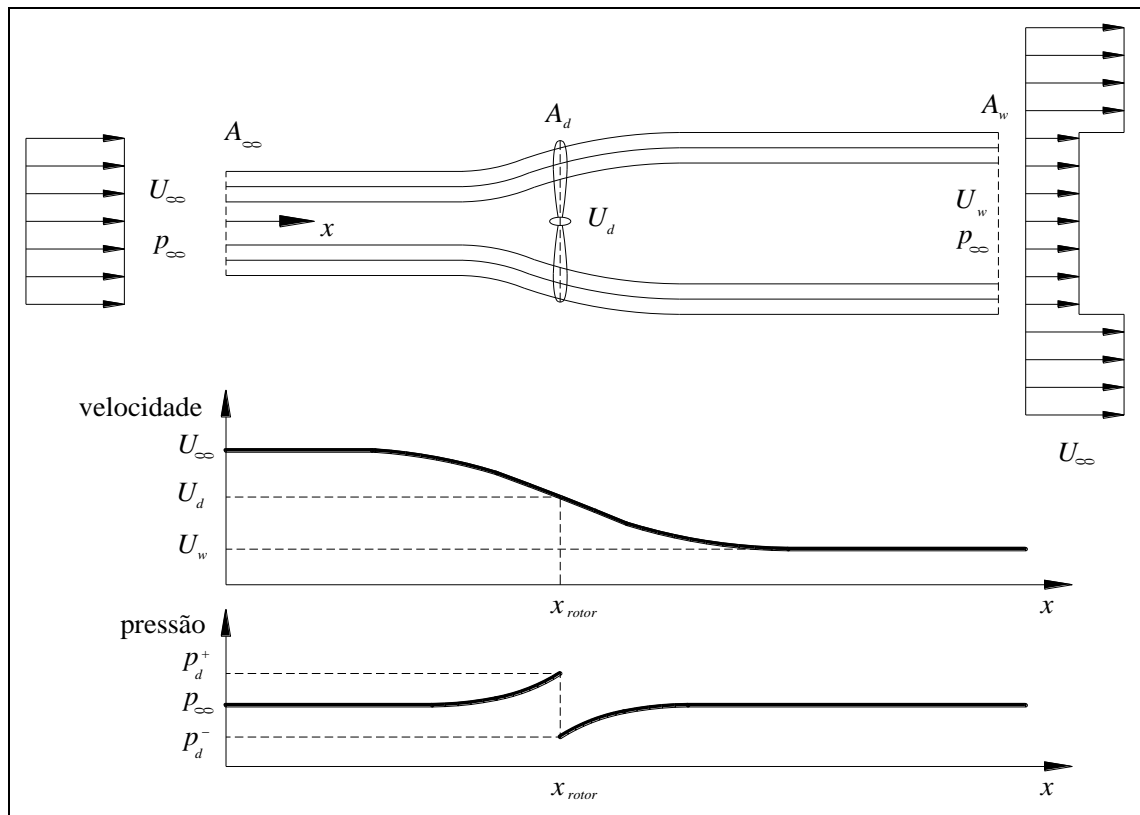


Figura 2.3 – Evolução da pressão e velocidade num disco actuador ao longo do eixo longitudinal.

A análise do escoamento através do disco é realizada com base nas equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia através de um tubo de corrente, considerando um volume de controlo (VC) a barlavento, em redor do disco e a sotavento do disco. É necessário definir estas três zonas devido à descontinuidade de pressão. Assume-se o escoamento em regime estacionário, unidireccional, incompressível e isotérmico.

A conservação de massa num VC é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \int_{vc} \rho dv \right) + \int_{sc} \rho (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA = 0 \quad (2.12)$$

De acordo com a lei de conservação de massa, através das três secções como se mostra na figura 2.3 e assumindo o escoamento com perfis de velocidade uniformes e regime estacionário, resulta:

$$U_{\infty} A_{\infty} = U_d A_d = U_w A_w \quad (2.13)$$

Os subscritos  $\infty$ ,  $d$  e  $w$  referem-se às condições, a barlavento, no disco e na esteira distante respectivamente.

Pelo balanço de forças no disco:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \int_{vc} \vec{V} \rho dv \right) + \int_{sc} \rho \vec{V} (\vec{V} \cdot \vec{n}) dA = \sum F_{vc} \quad (2.14)$$

Com as hipóteses simplificativas antes enumeradas e desprezando os efeitos viscosos, a força axial imposta pelo rotor, ou força de impulso (*Thrust*),  $F_T$ , resulta da integração da equação 2.14:

$$F_T = \rho A_d U_d (U_{\infty} - U_w) \quad (2.15)$$

A força responsável pela diferença da quantidade de movimento é inteiramente devido à queda de pressão no disco. Assim,  $F_T$  pode ser escrito por:

$$(p_d^+ - p_d^-) A_d = \rho A_d U_d (U_{\infty} - U_w) \quad (2.16)$$

Para obter a diferença de pressão aplica-se a equação de Bernoulli separadamente numa linha de corrente nas secções a barlavento e a sotavento da turbina:

$$P + \frac{1}{2} \rho V^2 + gz = const \quad (2.17)$$

Esta equação é válida apenas para escoamento invíscido, estacionário, incompressível ( $\rho$  constante) e ao longo de uma linha de corrente. Considerando a variação de energia potencial gravítica desprezável ( $z_\infty \approx z_d$ ), vem:

$$p_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 = p_d^+ + \frac{1}{2}\rho U_d^2 \quad (2.18)$$

Na secção a sotavento:

$$p_\infty + \frac{1}{2}\rho U_w^2 = p_d^- + \frac{1}{2}\rho U_d^2 \quad (2.19)$$

Subtraindo a equação (2.18) por (2.19) e multiplicando ambos os membros pela área da turbina ( $A_d$ ) obtém-se:

$$A_d(p_d^+ - p_d^-) = \frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^2 \left[ 1 - \left( \frac{U_w}{U_\infty} \right)^2 \right] = F_T \quad (2.20)$$

Comparando a equação (2.20) com a equação (2.16) obtém-se:

$$U_d = \frac{1}{2}(U_\infty + U_w) \quad (2.21)$$

Assim fica demonstrado segundo a teoria do disco actuador que a velocidade no disco é a média entre a velocidade do escoamento não perturbado e de esteira.

O rácio de redução de velocidade em relação à velocidade não perturbada é referido como factor de indução axial ( $a$ ), que é o parâmetro que mede a influência da turbina no escoamento, dado pela seguinte relação:

$$a = \frac{U_\infty - U_d}{U_\infty} \quad (2.22)$$

Reescrevendo em ordem à velocidade no disco:

$$U_d = U_\infty(1 - a) \quad (2.23)$$

Relacionando as equações (2.22) e (2.21) resulta:

$$\frac{U_d}{U_\infty} = 1 - a \quad (2.24)$$

$$\frac{U_w}{U_\infty} = 1 - 2a \quad (2.25)$$

Aubrun (2009) simulou no túnel de vento um meio poroso constituído por um disco de malha metálica, obtendo como valor do factor de indução axial,  $a = 0.18$ . Este factor foi obtido através da equação (2.25) sendo a velocidade de esteira, medida a uma distância de dois diâmetros do disco poroso (Chevalier *et al.*, 2009).

A potência disponível no vento não pode ser totalmente convertida em potência mecânica no veio,  $P_{mec}$ , uma vez que o vento depois de atravessar o plano das pás, tem que sair com velocidade não nula. Assim da equação (2.25), o factor de indução axial fica restrito a  $a < 1/2$ . Por isso mostra-se na figura 2.4 as curvas a tracejado acima deste valor.

Substituindo a equação (2.23) em (2.20) resulta:

$$F_T = 2\rho A_d U_\infty^2 a(1-a) \quad (2.26)$$

A potência dissipada pelo disco,  $P_{Turbina}$ , é dada por:

$$P_{Turbina} = F_T U_d \quad (2.27)$$

Da equação (2.26) e (2.27) resulta:

$$P_{Turbina} = 2\rho A_d U_\infty^3 a(1-a)^2 \quad (2.28)$$

A força de impulso imposta pela turbina ao escoamento depende da velocidade do escoamento incidente, geometria do rotor, ângulo das pás e velocidade de rotação.

## 2.2.2 Teoria de Betz

O rendimento efectivo de conversão numa turbina eólica é normalmente designado de coeficiente de potência,  $C_p$ , que traduz a razão entre a potência da turbina e a potência disponível, dada pela seguinte expressão:

$$C_p = \frac{P_{Turbina}}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 A_T} \quad (2.29)$$

Substituindo (2.28) em (2.29) resulta:

$$C_p = 4a(1-a)^2 \quad (2.30)$$

Para obter o rendimento efectivo de conversão deriva-se a equação (2.30) e iguala-se a zero:

$$\frac{dC_p}{da} = 4(1-a)(1-3a) = 0 \quad (2.31)$$

Assim obtém-se o máximo  $C_{p_{\max}} = 16/27 = 0.593$ , que corresponde  $a = 1/3$ . Este limite máximo teórico é conhecido como limite de Betz, que representa a capacidade ideal, sem atrito, de uma turbina eólica ideal extrair energia cinética do vento, sendo o parâmetro utilizado para comparar o desempenho efectivo das turbinas eólicas.

Por analogia ao coeficiente de potência define-se o coeficiente de impulso como a razão entre a força de impulso exercida pela turbina sobre o escoamento e a energia disponível no vento:

$$C_T = \frac{F_T}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 A_T} \quad (2.32)$$

Reescrevendo em termos do factor de indução axial resulta:

$$C_T = 4a(1-a) \quad (2.33)$$

A variação teórica do coeficiente de potência e de impulso em função factor de indução axial é a representada na figura 2.4.

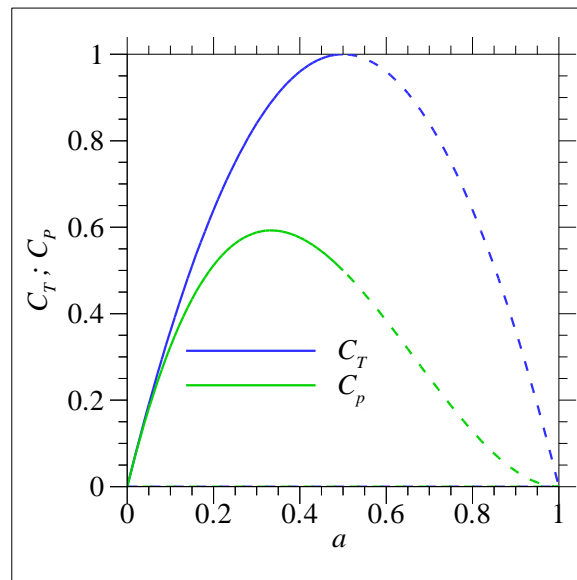


Figura 2.4 – Coeficiente de potência e de impulso de uma turbina ideal.

Como descrito anteriormente a equação só é válida para  $a < 1/2$ . Para um valor de  $a > 1/2$  a esteira torna-se instável devido à elevada queda de pressão. Este efeito cria um forte gradiente que por sua

vez origina turbilhões. Esta situação é chamada de estado de esteira turbulenta (*turbulent-wake state*) que não se enquadra no âmbito deste trabalho.





# Capítulo 3

## Modelo Numérico

Neste capítulo apresentam-se as equações RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) que descrevem o escoamento de um fluido viscoso. Estas equações traduzem a conservação de massa e o balanço da quantidade de movimento. Para resolver numericamente estas equações recorre-se ao código comercial FLUENT, que aplica o Método dos Volumes Finitos para discretização do domínio de cálculo, sendo necessário recorrer a modelos de turbulência que permitem resolver estas equações. A discretização do domínio de cálculo é realizada recorrendo ao programa GAMBIT onde é gerada a malha e indicado o tipo de condições de fronteira.

Na parte final deste capítulo faz-se uma breve referência aos esquemas numéricos e aos modelos de turbulência utilizados no presente trabalho.

### 3.1 Equações RANS

Dado o carácter tridimensional, turbulento e transitório dos escoamentos em aplicações da engenharia do vento, torna-se dispendioso a simulação numérica directa (DNS), devido às limitações computacionais, pois era necessária uma malha extremamente refinada. A forma possível e habitualmente utilizada consiste em escrever estas equações, considerando a velocidade como a soma do seu valor médio com a respectiva flutuação, variável no tempo e no espaço. Assim se obtém as equações RANS. Nestas equações surge um termo adicional, tensões de Reynolds, sendo necessário recorrer a modelos de turbulência de forma a descrevê-lo.

As equações RANS traduzem a equação de continuidade e o balanço da quantidade de movimento que descrevem o escoamento de um fluido newtoniano. Estas equações estabelecem relações entre as taxas de variação das variáveis, campo de velocidade, pressão, tensões e massa volúmica.

Dada a aleatoriedade dos escoamentos turbulentos, Reynolds sugeriu uma abordagem estatística com recurso ao conceito de média temporal em que uma variável podia ser escrita como uma variável aleatória e ergódica (Conde, 2005). Assim o valor instantâneo de uma variável  $\phi$  (pressão, velocidade) pode ser decomposto num valor médio  $\bar{\phi}$  associado a uma flutuação  $\phi'$  relativa ao seu valor médio, expressa da seguinte forma:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'_i(x_i, t) \quad (3.1)$$

onde o valor médio é definido como:

$$\bar{\phi}_i(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi_i dt \quad (3.2)$$

Ao aplicar o conceito de média temporal às equações de continuidade e da quantidade de movimento (equações de Navier-Stokes) obtêm-se as equações para o escoamento médio, designadas de equações de Reynolds, ou equações RANS. Estas podem ser escritas em coordenadas cartesianas e em notação indicial da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.4)$$

Para escoamentos cujo número de Mach ( $Ma$ ) é inferior a 0,3, que representa a relação entre a velocidade do escoamento e a propagação de uma onda sonora (White, 1994), verifica-se com boa aproximação a hipótese de incompressibilidade. Tal corresponde, em condições de pressão e temperatura de referência, a uma velocidade aproximada de 100 m/s. Atendendo a que os escoamentos em análise neste trabalho são para  $Ma$  inferiores a este valor, as variações de massa volúmica pelo efeito da velocidade são desprezáveis. Então as equações (3.3) e (3.4) na hipótese de fluido incompressível e regime permanente reduzem a:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{u}_i) = 0 \quad (3.5)$$

$$\rho \left[ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j \bar{u}_i) \right] = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.6)$$

Devido à aplicação do conceito de média temporal surge um termo representativo do efeito da turbulência designado de tensões turbulentas ou tensor de Reynolds definido como:

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} \quad (3.7)$$

Este tensor representa a co-variância entre as flutuações da velocidade. Com o aparecimento deste termo estamos perante um problema possível indeterminado. Deste modo é necessário recorrer a modelos de turbulência que descrevem as tensões de Reynolds, sendo assim possível fechar o sistema de equações. Os modelos de turbulência habitualmente utilizados são o  $k$ - $\epsilon$  e  $k$ - $\omega$ , em todas as suas variantes, baseiam-se na hipótese de Boussinesq descrito na secção seguinte.

## 3.2 Modelação da turbulência

Tal como salientado anteriormente a finalidade de um modelo de turbulência consiste em prover uma formulação que relacione as tensões de Reynolds,  $R_{ij}$ , com as propriedades do escoamento representando as flutuações da velocidade. Assim Boussinesq sugeriu que as tensões de Reynolds estão relacionadas com os gradientes de velocidade do escoamento médio dado por:

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.8)$$

onde a constante de proporcionalidade,  $\mu_t$ , é a viscosidade turbulenta,  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker dado por:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{se } i = j \\ 0, & \text{se } i \neq j \end{cases} \quad (3.9)$$

e por fim  $k$  representa a energia cinética turbulenta, expressa pelas flutuações das componentes da velocidade:

$$k = \frac{1}{2} \left( \overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2} \right) \quad (3.10)$$

Esta aproximação é utilizada nos modelos de duas equações.

### 3.2.1 Modelo $k$ – $\varepsilon$ padrão

O modelo  $k$ – $\varepsilon$  padrão é baseado nas equações de transporte da energia cinética turbulenta ( $k$ ) e da sua taxa de dissipação ( $\varepsilon$ ). Este modelo assume que o escoamento é completamente turbulento e que os efeitos da viscosidade molecular são desprezáveis face à difusão turbulenta.

Neste modelo, a viscosidade turbulenta,  $\mu_t$ , é calculada combinando  $k$  e  $\varepsilon$ , pela seguinte expressão:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.11)$$

Das equações de transporte de  $k$  e  $\varepsilon$ , que podem ser consultadas em Versteeg e Malalasekera (1995), surgem as constantes apresentadas na tabela 3.1. Estas constantes estão por defeito disponíveis no FLUENT, foram calibradas por Launder e Spalding (1972) para abranger a maioria dos escoamentos. No entanto, estas constantes têm-se mostrado inapropriadas para escoamentos atmosféricos, com zonas de recirculação. Assim tem-se modificado estas constantes consoante a aplicação em estudo, havendo por isso um diverso número de variantes do modelo  $k$ – $\varepsilon$  padrão.

Porém, para satisfazer as equações do modelo, é necessário satisfazer a seguinte equação (Richards e Hoxey, 1993):

$$C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1} = \frac{\kappa^2}{\sqrt{C_\mu} \sigma_\varepsilon} \quad (3.12)$$

A constante de von Kármán ( $\kappa$ ) assume um intervalo de valores entre 0,37 e 0,41. Para escoamentos sobre superfícies lisas onde a rugosidade é baixa, sugere-se o valor de  $\kappa = 0,41$  (Prospathopoulos *et al.*, 2008). Na tabela 3.1 apresentam-se algumas extensões do modelo utilizadas em escoamentos atmosféricos.

Tabela 3.1 – Valores das constantes do modelo  $k$ – $\varepsilon$ .

Autores	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
Padrão (Launder e Spalding, 1972)	1,44	1,92	0,09	1	1,3
Crespo <i>et al.</i> (1985)	1,176	1,92	0,033	1	1,3
Mandas <i>et al.</i> (2004)	1,44	2,223	0,033	1	1,3
WindSim (2008)	1,44	1,92	0,032	1	1,85

Poroseva *et al.* (2001) recomendam o uso do rácio entre os coeficientes  $\sigma_k / \sigma_\varepsilon = 1,5$  em escoamentos onde a difusão tem um papel importante, como é o caso do presente estudo.

Crespo *et al.* (1985) propuseram as constantes do modelo  $k-\varepsilon$  citadas na tabela 3.1 para escoamentos de camada limite atmosférica com estratificação térmica neutra. Estas constantes foram também utilizadas por Kasmi e Masson (2008) e Cabezón *et al.* (2009) na simulação do disco actuador.

Mandas *et al.* (2004) simularam o escoamento sobre topografia complexa, utilizando o modelo  $k-\varepsilon$  com as constantes citadas na tabela 3.1, de modo a produzir um nível de turbulência adequado na proximidade do terreno tendo obtido boas concordâncias deste modelo com dados experimentais.

O programa WindSim (Wallbank, 2008) é utilizado no projecto de parques eólicos sobre topografia complexa e recorre ao modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  com as constantes citadas na tabela 3.1.

### 3.2.2 Modelo $k-\varepsilon$ RNG

O modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  RNG é semelhante ao modelo  $k-\varepsilon$ , no entanto com constantes diferentes e com termos adicionais de  $k$  e  $\varepsilon$ , por forma a ser mais preciso numa maior gama de escoamentos nomeadamente os que envolvem separação e recirculação (Conde, 2005).

Yakhot e Orzag, (1992) utilizaram este modelo na análise do escoamento sobre um BFS e mostraram boa concordância com os dados experimentais.

Kim e Patel (2000) testaram os modelo  $k-\varepsilon$  padrão,  $k-\varepsilon$  modificado e  $k-\varepsilon$  RNG no escoamento sobre uma colina. Concluíram através de dados experimentais que o modelo  $k-\varepsilon$  RNG era o que se adequava melhor para estimar a separação e recirculação de escoamentos atmosféricos em terrenos complexos. Na tabela 3.2 apresentam-se os valores das constantes deste modelo.

Tabela 3.2 – Valores das constantes do modelo  $k-\varepsilon$  RNG.

Autores	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
Yakhot e Orzag (1986)	1,42	1,68	0,085	0,7179	0,7179

### 3.2.3 Modelo $k-\varepsilon$ Realizable

O modelo  $k-\varepsilon$  *Realizable* utiliza uma formulação diferente para o cálculo da viscosidade turbulenta e uma equação de  $\varepsilon$  ligeiramente diferente do modelo  $k-\varepsilon$  padrão. Estas modificações têm como objectivo obter melhores resultados em escoamentos com rotação, de camada limite, com gradientes

de pressão adversos, separação e recirculação (Conde, 2005). Na tabela 3.3 apresentam-se as constantes deste modelo, utilizadas neste trabalho.

Tabela 3.3 – Valores das constantes do modelo  $k-\varepsilon$  Realizable.

Autores	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
Shih <i>et al.</i> (1985)	1,44	1,9	0,085	1	1,2

### 3.2.4 Modelo $k-\varepsilon$ MMK

O modelo  $k-\varepsilon$  MMK foi proposto por Tsuchiya *et al.* (1997) e surgiu da frequente constatação de que o modelo  $k-\varepsilon$  padrão prevê valores exagerados para a energia cinética turbulenta na zona frontal de um cubo, com especial destaque para a zona na proximidade da aresta horizontal superior. Isto levou os autores a sugerirem uma nova formulação para o cálculo da viscosidade turbulenta. No entanto, os mesmos autores, salientam que este modelo tem uma inconsistência na modelação das tensões de Reynolds e na produção de energia cinética turbulenta.

Neste trabalho, este modelo foi implementado utilizando o código descrito em Huang *et al.* (2007), e aplicado no FLUENT através de um UDF. Este modelo só foi aplicado no estudo do escoamento da esteira da turbina, pois apenas está definido para simulação 3D.

### 3.2.5 Modelo $k-\omega$

O modelo  $k-\omega$  foi desenvolvido inicialmente para a indústria aeroespacial onde a separação do escoamento tem particular importância. Neste modelo,  $k$  é mantido como a energia cinética turbulenta, e  $\varepsilon$  é substituído por  $\omega$ , que representa a taxa de dissipação por unidade de energia cinética turbulenta, em vez de ser por unidade de massa como no modelo  $k-\varepsilon$ . No entanto, mantém o conceito da viscosidade turbulenta isotrópica. Na tabela 3.4 apresentam-se as constantes deste modelo.

Tabela 3.4 – Valores das constantes do modelo  $k-\omega$ .

Autor	$\alpha_\infty$	$\beta_i$	$\beta_\infty^*$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
Wilcox (1994)	0,52	0,072	0,09	2	2

### 3.2.6 Modelo $k-\omega$ SST

O modelo  $k-\omega$  apresenta algumas deficiências em regiões longe da parede. Uma solução possível para esta deficiência é usar uma combinação do modelo  $k-\omega$  com o modelo  $k-\varepsilon$  padrão tirando assim vantagens da integração junto à parede. Assim surgiu o modelo  $k-\omega$  SST (*Shear-Stress Transport*) desenvolvido por Menter (1995). Este modelo tem mostrado ser altamente eficiente em escoamentos com separação e gradientes de pressão adversos (Yang, 2009). Por esta razão tem sido frequentemente adoptado em escoamentos com geometrias que contêm arestas vivas. Na tabela 3.5 apresentam-se os valores das constantes deste modelo.

Tabela 3.5 – Valores das constantes do modelo  $k-\omega$  SST.

Autor	$\sigma_{k,1}$	$\sigma_{k,2}$	$\sigma_{\omega,1}$	$\sigma_{\omega,2}$	$a_1$	$\beta_{i,1}$	$\beta_{i,2}$
(Menter, 1995)	1,176	1,0	2,0	1,168	0,31	0,075	0,0828

## 3.3 Domínio de cálculo

A escolha do domínio de cálculo depende essencialmente da dimensão característica a estudar e do tipo de condições de fronteira a utilizar. Segundo Franke *et al.* (2007), a condição de entrada deve situar-se entre 6-10  $h$  a barlavento do objecto em estudo, sendo  $h$  a dimensão característica do objecto. Quanto às superfícies de topo e laterais, estas devem ser tais que o rácio de blocagem seja inferior a 3%. O rácio de blocagem representa a relação entre a área projectada do objecto a estudar na direcção do escoamento e a secção transversal de entrada.

No entanto, quando se pretende validar o modelo numérico com dados experimentais do túnel de vento, o domínio de cálculo deve ter as mesmas dimensões que as realizadas experimentalmente.

### 3.3.1 Degrau

A definição do domínio de cálculo da falésia é feita considerando as dimensões utilizadas no ensaio experimental no túnel de vento, realizado por Roballo (2007). O degraú representativo da falésia tem uma dimensão  $h=50$  mm. A secção de entrada situa-se a uma distância de  $4h$  e a secção de saída a uma distância de  $10h$  da falésia. Na figura 3.1 representa-se o domínio de cálculo bem como as condições de fronteira utilizadas.



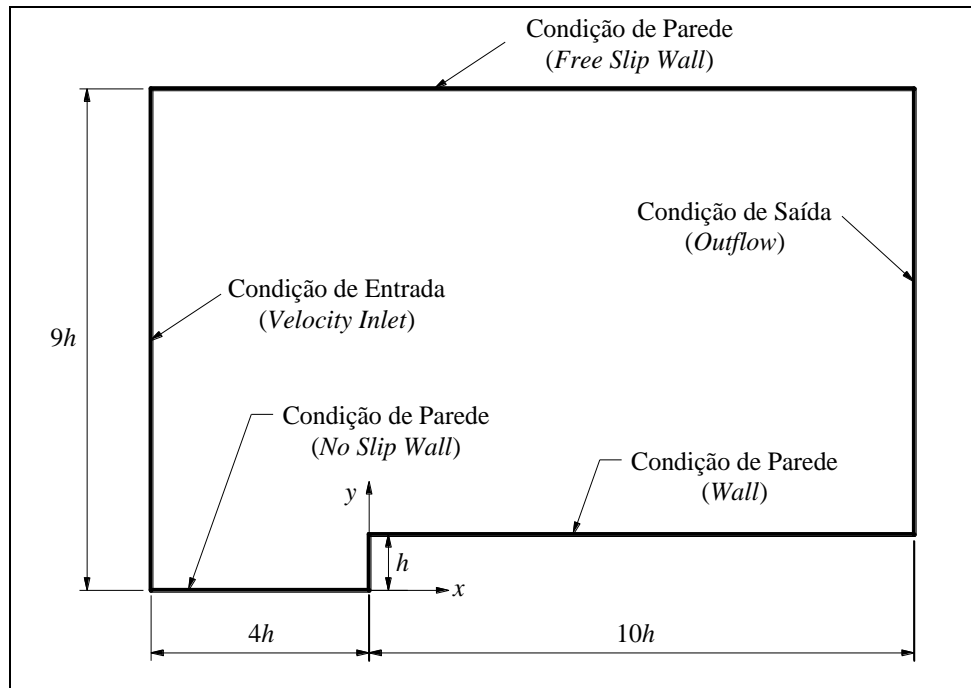


Figura 3.1 – Domínio de cálculo e condições de fronteira da falésia.

### 3.3.2 Turbina

Dado que o escoamento é simétrico segundo o plano  $yz$  apenas foi simulado  $\frac{1}{4}$  do domínio, de forma a reduzir o número de elementos do domínio de cálculo. Na figura 3.2 apresenta-se o domínio de cálculo e as condições de fronteira utilizadas.

O domínio de cálculo utilizado na validação dos resultados numéricos do meio poroso refere-se à simulação do túnel de vento realizada por Aubrun (2007).

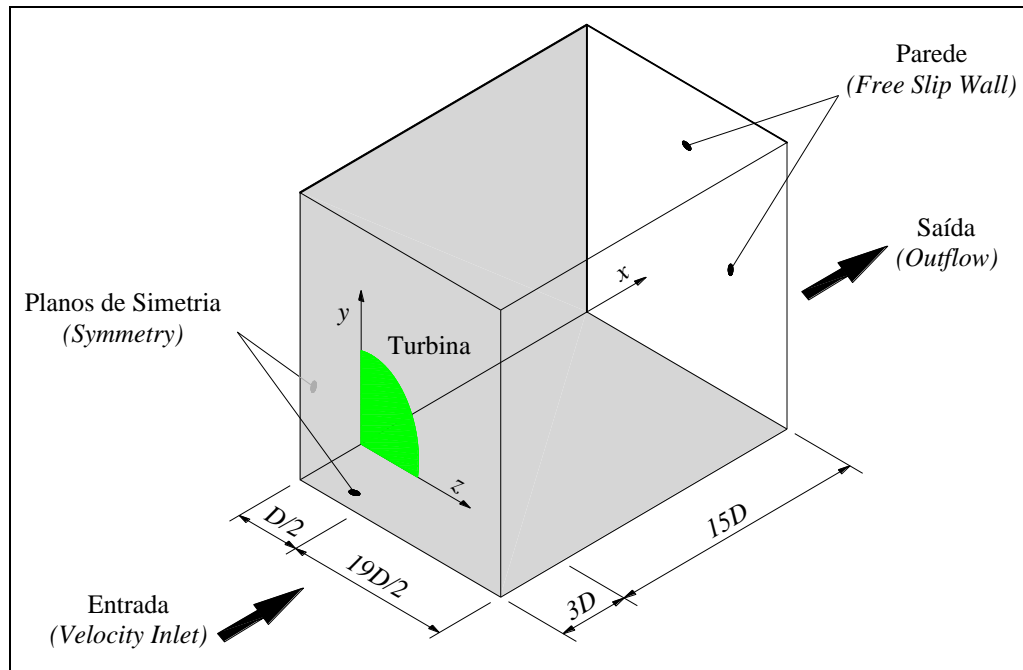


Figura 3.2 – Domínio de cálculo e condições de fronteira da turbina.

### 3.4 Geração da malha

A malha representa o domínio físico de uma forma discreta, onde o domínio de cálculo é dividido num número finito de volumes de controlo (VC). Este processo é chamado de discretização do domínio de cálculo e permite que as equações de conservação e de modelos de turbulência sejam resolvidas em cada VC. Os valores das variáveis são calculados no centro do VC e interpolados nas faces através de esquemas de interpolação.

Assim, na simulação de escoamentos na área da engenharia do vento existem dois tipos de erros. O primeiro está associado à modelação numérica decorrentes do emprego de modelos de turbulência e condições fronteiras. O segundo erro provém da discretização da malha devido a erros de interpolação e ao uso de algoritmos de acoplamento entre a velocidade e pressão (Yang *et al.*, 2008). Desta forma, a geração da malha assume importância decisiva na qualidade dos resultados das simulações numéricas.

Existem vários factores que ditam a validação da malha. De forma a reduzir erros de interpolação sugere-se uma boa relação entre o comprimento e a largura dos elementos. Para se obter uma boa convergência dos resíduos, deve-se evitar que a evolução dos elementos seja brusca. Junto a superfícies sólidas quando são aplicadas funções de parede no modelo de turbulência, o refinamento da malha deve ser direccionado para que o centróide do primeiro elemento adjacente à parede, cumpra valores de  $y^+$  correspondente à região logarítmica, ou seja  $30 < y^+ < 300$  (Fluent, 2006). Assim com uma boa discretização tem-se uma melhor aplicabilidade dos modelos numéricos.

Devido à limitação computacional, uma malha otimizada e eficiente é assim pretendida de forma a reduzir o tempo de cálculo e garantir a independência dos resultados com a malha. A optimização da malha é feita reduzindo o número de elementos no domínio de cálculo, onde se prevê que os gradientes das variáveis (pressão, velocidade) não sejam elevados. A discretização da malha é feita através do programa GAMBIT (versão 2.2.30). Actualmente, este programa tem disponíveis os métodos de malha estruturada e não estruturada. Utiliza-se neste trabalho a malha estruturada. O nome deste método deve-se ao facto da malha ser disposta num padrão regular repetido. Este tipo de malha utiliza elementos quadriláteros em 2D e elementos hexaédricos em 3D.

Após gerar a malha é necessário indicar as condições de fronteira do domínio de cálculo.

## 3.5 Condições de fronteira

As condições de fronteira especificam o valor das variáveis, com base física (teórica e/ou experimental) nos limites do domínio de cálculo, no valor que assumem num dado instante em escoamentos transitórios e no cálculo das constantes de integração.

No âmbito das simulações efectuadas neste trabalho existem sete tipos de condições de fronteira utilizadas: entrada, saída, superfície sólida, superfície sólida sem aderência, simetria e meio poroso.

### 3.5.1 Fronteira de entrada

A condição de fronteira utilizada na entrada em todas as simulações (falésia, turbina e turbina colocada na falésia) é identificada no FLUENT como *Velocity Inlet*.

#### 3.5.1.1 Falésia

Na superfície de entrada foi especificado, o perfil de velocidades ( $u$ ), da energia cinética turbulenta ( $k$ ) e da taxa de dissipação de energia ( $\varepsilon$ ), a partir de dados experimentais para representar o desenvolvimento da camada limite.

O perfil de velocidades introduzido parte do pressuposto que o perfil experimental obtido por Roballo (2007) segue uma lei de potência com  $\alpha = 0,15$  e  $u = 22$  m/s para uma altura de referência ( $\delta$ ) de 250 (mm). Porém, a superfície oceânica pode ser considerada uma superfície lisa, o que corresponde a  $\alpha = 0,11$  da lei de potência (tabela 2.2).

O número de Reynolds em relação à altura da falésia, equação (2.1), com uma velocidade de escoamento não perturbado de 22 m/s é de  $6,52 \times 10^4$ .

A figura 3.3 apresenta a diferença entre o perfil de velocidades introduzido ( $\alpha = 0,15$ ) e o perfil considerando uma superfície lisa ( $\alpha = 0,11$ ).

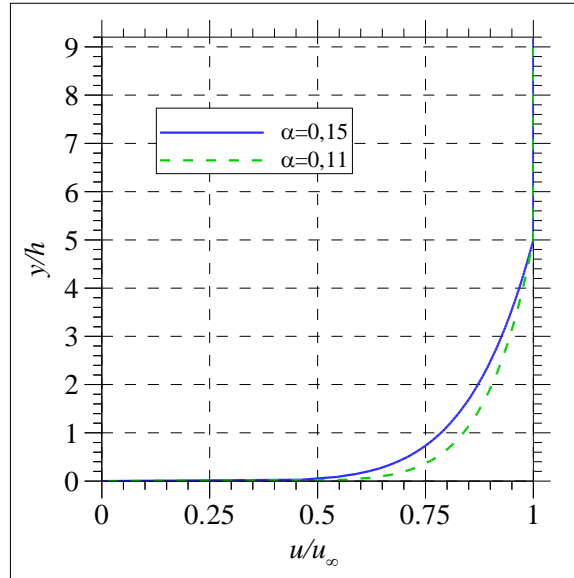


Figura 3.3 – Perfis de velocidade média na superfície de entrada.

Na maioria das aplicações da engenharia do vento, os escoamentos estão altamente dependentes das condições de entrada sendo por isso necessário especificar realisticamente as flutuações da turbulência.

Schlichting (1979) apresenta o estudo do escoamento sobre uma placa plana lisa com gradiente de pressão longitudinal nulo para representar o desenvolvimento de camada limite, medindo as flutuações da velocidade que se apresentam na figura 3.4. Como a superfície oceânica pode ser considerada uma superfície lisa, considerou-se que os perfis da figura 3.4, constituíam uma boa aproximação para especificar o nível de turbulência na entrada.

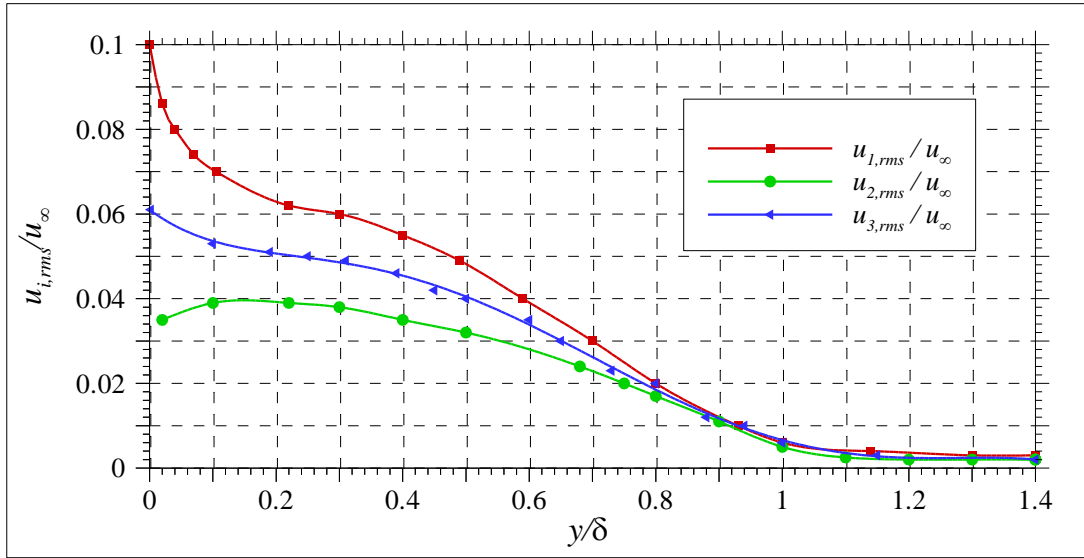


Figura 3.4 – Variação das componentes da flutuação da velocidade sobre uma placa plana lisa (adaptado de Schlichting, 1979).

As componentes da flutuação da velocidade são dadas por:

$$u_{i,rms} = \frac{\sqrt{u_i'^2}}{u_{\infty}} \quad (3.13)$$

O perfil da energia cinética turbulenta ( $k$ ) é obtido pela soma das flutuações da velocidade (equação 3.10).

O perfil de  $\varepsilon$  obtêm-se através da equação (3.14):

$$\varepsilon = \frac{C_{\mu}^{\frac{3}{4}} k^{\frac{3}{2}}}{\kappa y} \quad (3.14)$$

Onde  $C_{\mu} = 0,09$  é a constante que se utiliza no modelo  $k$ - $\varepsilon$ .

Na figura 3.5 apresenta-se o perfil de  $k$  e  $\varepsilon$  utilizado de acordo com Schlichting (1979). Inicialmente para a validação da malha são utilizados estes perfis de turbulência na fronteira de entrada do domínio de cálculo.

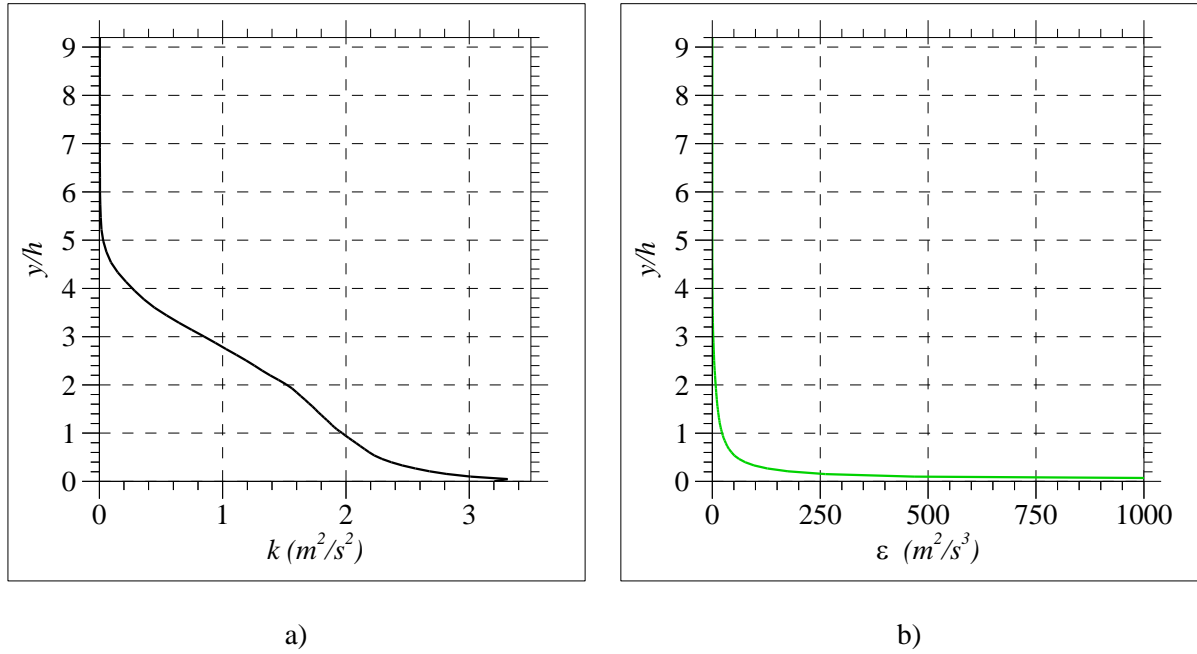


Figura 3.5 – Perfis de turbulência: a)  $k$ ; b)  $\epsilon$ .

Porém, para validar a solução numérica com dados experimentais de Roballo (2007), os perfis de entrada devem representar o nível de turbulência medido experimentalmente. Na figura 3.6 apresenta-se o desvio padrão das flutuações da velocidade medidas experimentalmente.

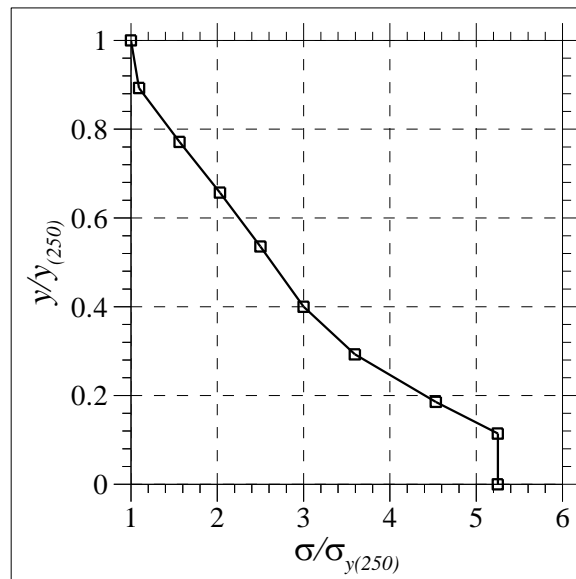


Figura 3.6 – Perfil do  $\sigma$  de entrada (adaptado de Roballo, 2007).

Na figura 3.7 apresentam-se os perfis de turbulência,  $k$  e  $\epsilon$ , com base nos dados experimentais medidos

por Roballo (2007) obtidos através da aplicação das equações (3.15) e (3.14) respectivamente.

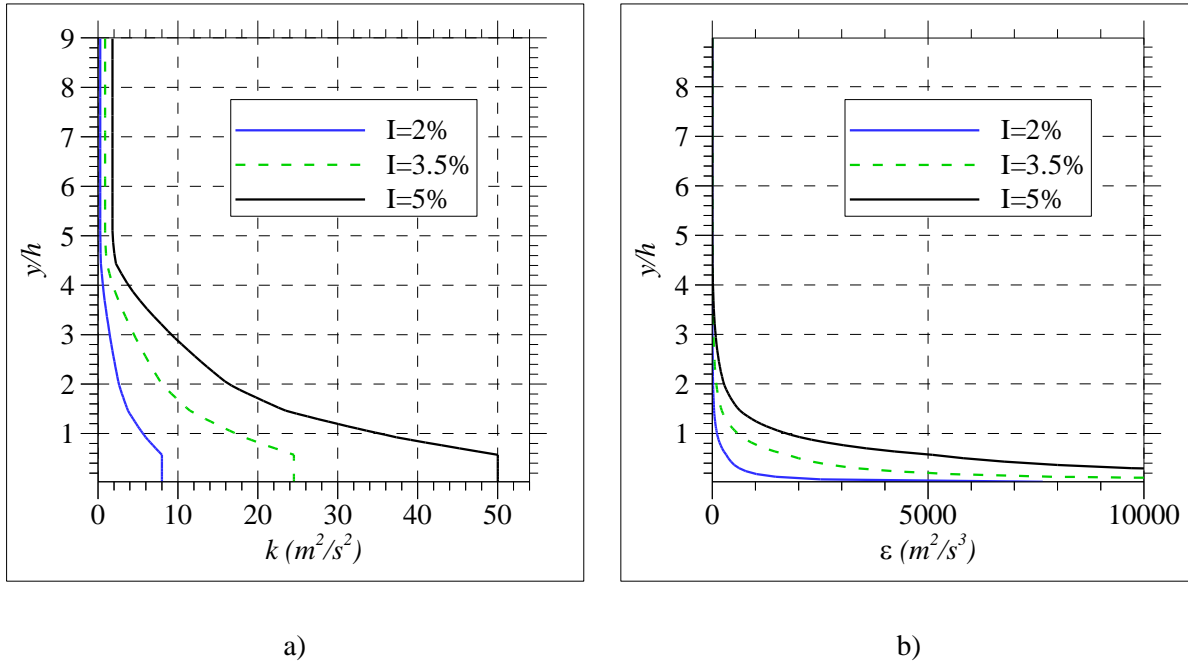


Figura 3.7 – Perfis para diferentes intensidades de turbulência: a)  $k$ ; b)  $\varepsilon$ .

### 3.5.1.2 Turbina

Para simular as condições do túnel de vento obtidas por Aubrun (2007) apresentam-se as equações de  $k$  e  $\varepsilon$  que caracterizam o escoamento turbulento:

$$k = \frac{3}{2} (u \cdot I)^2 \quad (3.15)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l} \quad (3.16)$$

Onde  $l$  é o comprimento de escala da turbulência [m] que traduz o comprimento dos maiores turbilhões do escoamento. Os detalhes sobre o comprimento de escala podem ser consultados em Versteeg e Malalasekera (1995), onde são apresentados os comprimentos para diferentes aplicações.

Nas simulações do túnel de vento, o FLUENT sugere utilizar o diâmetro hidráulico ( $D_H$ ), que se relaciona com o comprimento de escala da seguinte forma:

$$l = 0.07 D_H \quad (3.17)$$

No FLUENT o perfil de  $k$  e  $\varepsilon$  são calculados com base nas equações (3.15) e (3.16) respectivamente, através da condição de fronteira *Velocity Inlet* introduzindo os valores da intensidade de turbulência e do diâmetro hidráulico.

### 3.5.1.1 Turbinas colocadas na falésia

Para a turbulência introduzida na fronteira de entrada do domínio de cálculo no caso das turbinas colocadas na falésia, usa-se as equações deduzidas por Richards e Hoxey (1993). Estas equações assumem que a camada limite está em equilíbrio, isto é, a taxa de produção e dissipação da turbulência é praticamente igual. As equações que representam o perfil de  $k$  e  $\varepsilon$  introduzidas são dadas por:

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (3.18)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa(y + y_0)} \quad (3.19)$$

Este tipo de condição de entrada tem sido largamente utilizado na simulação de escoamentos atmosféricos sem estratificação térmica (Yang *et al.*, 2008). Porém, estes perfis não variam com a altura, o que demonstra alguma imprecisão, visto a turbulência diminuir à medida que se afasta do solo.

Esta condição de entrada foi implementada no FLUENT através de um programa externo (UDF).

### 3.5.2 Fronteira de saída

Na fronteira de saída do domínio utilizou-se a condição de saída livre, designada no FLUENT como *Outflow*. Esta condição de fronteira corresponde a efectuar uma extrapolação do valor das variáveis de grau zero, a partir do interior do domínio, sem ser necessário impor um valor a qualquer variável. A extrapolação actualiza, ainda, o perfil de velocidades de forma a garantir a conservação da massa. Esta condição deve ser aplicada numa zona de escoamento completamente desenvolvido e sem recirculação.

### 3.5.3 Fronteiras sólidas

O efeito devido à parede no escoamento é uma das partes críticas na simulação numérica. Junto às fronteiras sólidas do domínio de cálculo, ou seja, na região onde se forma a camada limite, a estrutura do escoamento deixa de depender apenas da sua inércia, mas também dos efeitos viscosos.

Próximo à parede o perfil das variáveis que caracterizam o escoamento ( $Re$ ,  $k$ ,  $\varepsilon$ ) têm altos gradientes e variam rapidamente das condições de não escorregamento às de camada limite turbulenta. A condição de aderência (não escorregamento) impõe que as partículas de fluido assumam a velocidade dessa superfície.



Para resolver numericamente estes problemas as equações de transporte contabilizam o efeito da viscosidade, que implica a criação de malhas de discretização muito refinadas nas zonas junto às fronteiras sólidas, de modo a possibilitar a resolução da sub-camada linear. Não obstante existe uma outra forma mais simples e rápida através da utilização da lei de parede. Esta lei baseia-se em expressões semi-empíricas que permitem prever o comportamento do escoamento, sem necessidade de resolver a sub-camada linear completamente. Este método apoia-se em equações matemáticas que fazem a aproximação ao escoamento real desde as zonas mais afectadas pela viscosidade (sub-camada viscosa: linear e de transição), até à camada exterior.

A própria camada limite não se trata de uma estrutura singular, sendo formada por um conjunto de camadas com características distintas. A forma mais simples de distinguir estas camadas é a partir da representação do perfil de velocidade média em gráfico semi-logarítmico, conforme mostra a figura 3.8.

Os parâmetros  $y^+$  e  $U^+$ , que figuram nos eixos da figura 3.8, representam a altura e velocidade adimensionais, sendo dados respectivamente pelas equações:

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (3.20)$$

e

$$y^+ = \frac{\rho \Delta y_p U_\tau}{\mu} \quad (3.21)$$

Sendo:

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.22)$$

Onde  $U$  é a velocidade [m/s] à distância  $\Delta y_p$  [m] da parede, definida no centróide do primeiro elemento,  $U_\tau$  designa-se de velocidade de atrito ou de fricção [m/s] e  $\tau_w$  é a tensão de corte na parede [Pa].

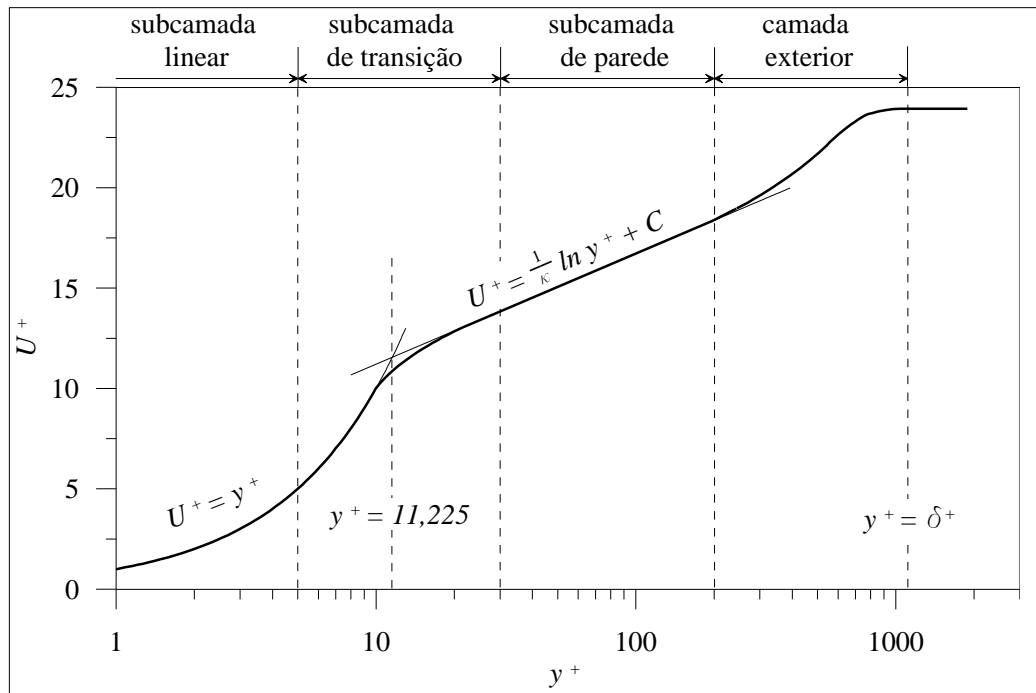


Figura 3.8 – Perfil de velocidades de camada limite turbulenta.

Este modelo pressupõe que o escoamento médio é paralelo à parede e está completamente desenvolvido, logo com gradiente de pressão longitudinal nulo (ou muito pequeno) e sem recirculações, nem pontos de estagnação. Assim optou-se por utilizar estes modelos para elevado número de Reynolds.

De acordo com a figura 3.8 o FLUENT considera que não há a região de transição, sendo a subcamada viscosa (linear e de transição) prolongada até  $y^+ = 11,225$ , valor a partir do qual se considera vigorar a sub-camada de parede onde é aplicado a lei logarítmica.

O problema com esta formulação surge quando ocorre separação do escoamento, onde a velocidade,  $U$ , tende para zero. Nesta situação é utilizada a seguinte formulação da lei de parede:

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(y^*) + C \quad (3.23)$$

Onde:

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} \Delta y_p k_p}{\mu} \quad (3.24)$$

Os parâmetros  $y^+$  e  $y^*$  têm valores comparáveis, quando localizados na região logarítmica numa camada limite em equilíbrio, isto é, a produção e a dissipação da turbulência são praticamente iguais.

Nos modelos  $k-\varepsilon$  para elevados números de Reynolds são aplicadas funções de parede, e portanto, na proximidade da parede, o refinamento da malha foi direccionado para que a altura do primeiro elemento cumprisse valores de  $y^*$ , correspondentes à região logarítmica, ou seja,  $11,225 < y^* < 300$ . Isto porque, valores abaixo da região logarítmica, estão protegidos pela opção *enhanced wall treatment* em que é necessário uma malha extremamente refinada, o que é incomportável face às capacidades de processamento disponíveis.

Assim a superfície da parede foi definida como condição, *No-slip Wall*, que faz uso das funções de parede com rugosidade aerodinâmica nula, uma vez que a rugosidade sobre uma superfície lisa pode ser considerada desprezável.

Nas paredes laterais (estudo 3D) e superfícies de topo do domínio foi definido como parede sólida com tensão de corte nula,  $\tau_{ij} = 0$ .

### 3.5.4 Simetria

Para uma grandeza que se distribua simetricamente relativamente a um plano, a derivada em ordem à coordenada espacial normal ao eixo é nula.

Devido à simetria geométrica do disco poroso aplica-se a condição de simetria (*symmetry*). Esta condição garante que não há fluxo através do plano de simetria, isto é, a velocidade normal ao plano seja nula. Além disso, os gradientes na direcção normal são pequenos. Esta condição de fronteira baseia-se em três condições: i) não há gradiente normal à fronteira de uma quantidade escalar; ii) não há gradiente normal à fronteira da velocidade tangencial; iii) não há gradiente da velocidade normal ao longo da fronteira.

### 3.5.5 Meio poroso

Henry Darcy (1901) obteve a partir de dados experimentais a relação entre a velocidade do fluido ( $u$ ) e a queda de pressão ( $\Delta p$ ) para um escoamento em regime estacionário, incompressível e unidireccional, ficando conhecida como a lei de Darcy:

$$-\nabla P = \left( \frac{\mu}{\alpha} \right) u \quad (3.25)$$

Sendo  $\alpha$  a permeabilidade do meio [ $m^2$ ], e  $u$  [ $m/s$ ] a velocidade de Darcy ou velocidade superficial que representa a velocidade do fluido fora da região porosa. Esta lei mostra uma dependência linear

entre a queda de pressão e a velocidade. A velocidade superficial relaciona-se com a velocidade física (intersticial),  $v$ , através da porosidade ( $\gamma$ ) da seguinte forma:

$$u = \gamma v \quad (3.26)$$

No entanto, diversos investigadores observaram que para velocidades elevadas, esta lei se afastava do comportamento linear de Darcy e que era necessário incorporar um termo inercial. Neste contexto, surgiram diferentes modificações a esta lei, sendo a lei de Forchheimer (Whitaker, 1996) a mais aceite pela comunidade científica dada pela seguinte equação:

$$\nabla p_i = \left( \frac{\mu}{\alpha} \right) u_i + \frac{\rho c_f}{\sqrt{\alpha}} |u| u_i \quad (3.27)$$

Onde  $c_f$  é o coeficiente inercial de Forchheimer, que é função da geometria do meio poroso. Deste modo, esta lei incorpora o termo inercial e corrige a lei de Darcy para escoamentos com velocidade elevada, onde a inércia prevalece sobre os efeitos viscosos.

Considerando o meio poroso homogéneo, isotrópico e unidimensional, resulta:

$$\frac{dp}{dx} = \left( \frac{\mu}{\alpha} \right) u + \frac{\rho c_f}{\sqrt{\alpha}} u^2 \quad (3.28)$$

A transição entre o regime de Darcy e o regime de Forchheimer é dado pelo número de Reynolds baseado na permeabilidade, e ocorre para uma gama de valores entre 1 e 10 (Nield *et al.*, 1999). O número de Reynolds é definido da seguinte forma:

$$\text{Re} = \frac{\rho u \sqrt{\alpha}}{\mu} \quad (3.29)$$

Esta lei é implementada no FLUENT através da introdução de um termo fonte,  $S_i$ , nas equações RANS:

$$\rho \left[ \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) \right] = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i u_j}) + S_i \quad (3.30)$$

Sendo o termo fonte dado por:

$$S_i = - \left( \sum_{j=1}^3 D_{ij} \mu u_j + \sum_{j=1}^3 C_{ij} \frac{1}{2} \rho |u| u_j \right) \quad (3.31)$$

Onde  $S_i$  representa o termo fonte segundo as componentes  $(x, y, z)$  da quantidade de movimento,  $|u|$  o módulo da velocidade,  $u_j$  a velocidade normal a face da placa e  $D$  e  $C$  são os factores de resistência

viscosa e inercial respectivamente. Este termo fonte apenas é aplicado nos VC onde é definido a condição de fronteira representativa do meio poroso.

Considerando o meio poroso homogêneo e isotrópico, a equação (3.31) reduz-se a:

$$S_i = -\left(\frac{\mu}{\alpha} u_i + C_2 \frac{1}{2} \rho |u| u_i\right) \quad (3.32)$$

Onde  $C_2$  é o coeficiente de resistência inercial.

Relacionando o termo fonte com a queda de pressão, resulta:

$$S_i = -\frac{\Delta p}{\Delta n} \quad (3.33)$$

Onde  $\Delta n$  é a espessura do disco poroso [m]. Este parâmetro, no caso da simulação da turbina representaria fisicamente a espessura das pás. Substituindo a equação (3.32) em (3.33) resulta:

$$\Delta p = \left(\frac{\mu}{\alpha} u + C_2 \frac{1}{2} \rho u^2\right) \Delta n \quad (3.34)$$

Por comparação da equação (3.34) com a (3.28), obtém-se:

$$C_2 = \frac{2c_f}{\sqrt{\alpha}} \quad (3.35)$$

O FLUENT tem disponível duas condições de fronteira para modelação do meio poroso: o *pressure jump* e *porous jump*. O *pressure jump* é implementado numa face enquanto o *porous jump* se define num volume. Estas condições de fronteira são o resultado da simplificação unidimensional do meio poroso e assume que a velocidade e a pressão são constantes na face do meio poroso. Este modelo é usado para modelar a queda de pressão em meio porosos como filtros, placas perfuradas e permutadores de calor.

Na modelação de uma placa perfurada é razoável desprezar o termo da viscosidade, devido ao elevado número de Reynolds, resultando apenas num termo de queda inercial (Fluent, 2006).

Assim a equação (3.34) resume-se a:

$$\Delta p = C_2 \frac{1}{2} \rho u^2 \Delta n \quad (3.36)$$

Da definição de coeficiente de impulso (equação (2.32)), resulta:

$$F_T = C_T \frac{1}{2} \rho u_\infty^2 A_d \quad (3.37)$$

Em parques eólicos instalados sobre topografia complexa, o campo de velocidades não é uniforme e requer decisões arbitrárias acerca da distância a barlavento, para especificar a velocidade de referência ( $u_\infty$ ). De forma a contornar esta aproximação é prática comum recorrer à velocidade média na superfície do rotor (Prospathopoulos *et al*, 2011).

Assim, substituindo a equação (2.23) na equação (3.37) resulta:

$$F_T = C'_T \frac{1}{2} \rho u_d^2 A_d \quad (3.38)$$

Onde:

$$C'_T = \frac{C_T}{(1-a)^2} \quad (3.39)$$

Taylor (1963) apresenta com base em dados experimentais, uma relação entre o coeficiente de resistência ( $K$ ) e a porosidade do material ( $\theta$ ) para uma placa perfurada, dada por:

$$\theta^2 = \frac{1}{1+K} \quad (3.40)$$

A teoria do disco actuador fornece uma relação entre o coeficiente de impulso e o coeficiente de resistência (Harrison *et al.*, 2009):

$$C_T = \frac{K}{\left(1 + \frac{1}{4} K\right)^2} \quad (3.41)$$

Marshal (2005) apresenta a relação entre o coeficiente de impulso e o factor de indução axial, que se observa na seguinte equação:

$$C_T = 0,889 - \frac{0,0203 - (a - 0,143)^2}{0,6427} \quad (3.42)$$

A partir das equações 3.36, 2.20 e 3.38, pode se determinar o coeficiente de resistência inercial ( $C_2$ ) no FLUENT, que é definido por:

$$C_2 = \frac{C'_T}{\Delta n} \quad (3.43)$$

Na tabela 3.6 apresenta-se um resumo dos valores do coeficiente de impulso calculados segundo os autores acima citados, para as condições de porosidade ( $\theta$ ) de 65%, a espessura do disco de 3 mm e o factor de indução axial de 0,18.

Tabela 3.6 – Coeficiente de impulso.

$C_T$ - Estimado com base no disco actuador, equação (3.39)	0,878
$C_T$ - Estimado segundo Taylor (1963), equação (3.41)	0,884
$C_T$ - Estimado segundo Marshal (2005), equação (3.42)	0,859

Na tabela 3.6 verifica-se que há uma variação de cerca de 2,8% no valor do coeficiente de impulso. No entanto, optou-se por escolher o coeficiente de impulso, calculado com base na teoria do disco actuador. Assim de acordo com a equação (3.39) e (3.43) obtém-se o coeficiente de resistência inercial.

Na tabela 3.8 apresentam-se os parâmetros introduzidos no FLUENT.

Tabela 3.7 – Parâmetros do meio poroso.

Permeabilidade [ $m^2$ ]	$1 \times 10^{10}$
Espessura do disco ( $\Delta n$ ) [m]	0,003
$C_2$ [1/m]	292,683

Foi utilizado o valor da permeabilidade elevado de forma a anular o primeiro termo da equação (3.34).

## 3.6 Esquema numérico

Neste estudo o algoritmo utilizado para o acoplamento entre velocidade e pressão é o *SIMPLEC* (*SIMPLE Consistent*). Este baseia-se numa relação que permite corrigir a pressão a cada nova iteração de velocidade. O algoritmo *SIMPLEC* tem uma estrutura similar ao *SIMPLE* (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*), diferindo apenas na expressão da correcção da pressão e apresenta resultados mais precisos.

Os esquemas numéricos utilizados neste trabalho, para o estudo do escoamento na falésia e turbina, são apresentados resumidamente na tabela 3.8. No estudo do escoamento das turbinas colocadas na falésia utilizou-se os esquemas do escoamento na turbina. Estes esquemas foram os que conduziram a uma melhor estabilização e convergência do modelo numérico.

Tabela 3.8 – Resumo dos parâmetros numéricos utilizados.

	Degrau	Turbina
Tempo	<i>Steady</i>	<i>Steady</i>
Algoritmo de acoplamento	<i>SIMPLE</i>	<i>SIMPLEC</i>
Pressão	<i>Standard</i>	<i>PRESTO</i>
Quantidade de movimento	<i>Second Order Upwind</i>	<i>QUICK</i>
$k$	<i>Second Order Upwind</i>	<i>QUICK</i>
$\varepsilon ; \omega$	<i>Second Order Upwind</i>	<i>QUICK</i>

Os coeficientes de sub-relaxação utilizados foram os definidos por defeito no FLUENT: 0,3 para a pressão, 0,7 para o momento, 1 para forças de superfícies, densidade e viscosidade turbulenta, 0,8 para a energia cinética turbulenta e dissipação turbulenta. Nas simulações em que foi definido o meio poroso, o coeficiente da viscosidade turbulenta foi reduzido para 0,7 de forma a facilitar a estabilização do resíduo. Os factores de sub-relaxação são necessários para controlar a variação dos escalares usados pelos esquemas numéricos na resolução das equações.





## Capítulo 4

# Simulação do Modelo de Falésia

Os escoamentos atmosféricos nas falésias provocam separação e recirculação do escoamento. A simulação deste tipo de escoamentos requer uma análise criteriosa de diversos parâmetros, pelo facto de apresentar características únicas de difíceis análises.

Neste capítulo apresenta-se a validação e testes numéricos dos resultados relativos à simulação do escoamento na falésia. A análise dos resultados é feita através do comprimento da bolha de recirculação, perfis de velocidade e da intensidade de turbulência, comparando-os com dados experimentais obtidos por Roballo (2007).

A falésia é considerada como um degrau ascendente, sendo o domínio de cálculo constituído a partir da geometria utilizada no estudo experimental, realizado num túnel de vento.

### 4.1 Validação da malha

De modo a avaliar a influência da dimensão dos elementos de malha nos resultados foram efectuadas simulações com diferentes malhas com elementos distribuídos uniformemente no domínio de cálculo. Na tabela 4.1 apresentam-se as diversas malhas criadas para este estudo, sendo  $h_i$  a altura do elemento de malha  $i$  e  $h_l$  a altura do menor elemento de malha de dimensão 0,5 mm.

Neste domínio de cálculo impõe-se as seguintes condições de fronteira: na entrada é utilizado a condição de entrada com o perfil de velocidade que segue a lei de potência com  $\alpha=0,15$  (figura 3.3) e a turbulência especificada nesta fronteira foi introduzida de acordo com o perfil da figura 3.5. O modelo de turbulência utilizado neste subcapítulo assim como no subcapítulo 4.2 foi o modelo  $k-\varepsilon$  padrão. Os esquemas numéricos utilizados foram especificados em pormenor no capítulo 3.

De acordo com o FLUENT para aplicar correctamente a lei de parede, o parâmetro adimensional  $y^+$  deve estar situado entre 30 e 300. Na figura 4.1 apresenta-se a variação do  $y^+$  ao longo da superfície inferior do domínio, para as diferentes malhas.

Tabela 4.1 – Características das malhas utilizadas.

Designação [mm]	$h_i/h_l$	Nº de elementos
malha 0,5	1	1 188 000
malha 1	2	297 000
malha 1,5	3	131 607
malha 2	4	74 250
malha 2,5	5	47 520
malha 3	6	33 197
malha 4	8	18 675
malha 5	10	11 880

Na figura 4.1 observa-se que o valor mínimo exigido pelo modelo de turbulência do  $y^+ \approx 30$  no centro do primeiro elemento, só se observa a partir de elementos de dimensão 1,5 mm (malha 1,5).

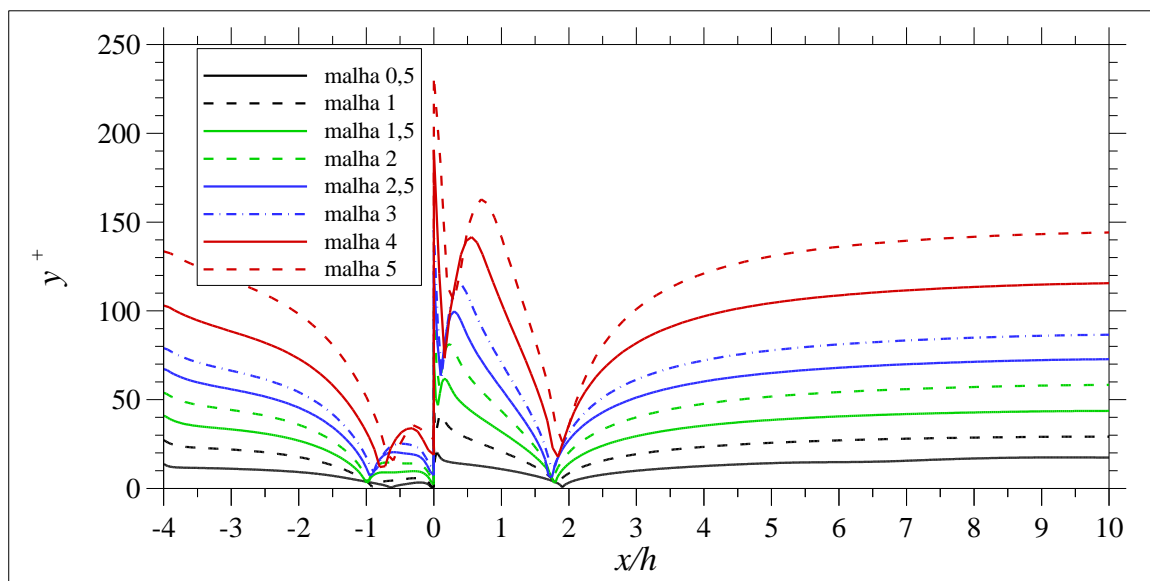


Figura 4.1 – Perfis de  $y^+$  para diferentes malhas ao longo do domínio.

Como enunciado no capítulo 3, secção 5.3, a lei de parede não é válida em zonas de separação e recirculação do escoamento quando a velocidade tende para zero e consequentemente faz com que  $y^+ < 30$ . Nesta situação, o modelo de turbulência utiliza o parâmetro adimensional  $y^*$ , sendo a lei de parede aplicada quando  $y^* > 11,225$ . Assim, o centróide das células adjacentes à superfície sólida devem situar-se acima deste valor.

Optou-se por apresentar, na figura 4.2, os perfis de  $y^*$  para as diferentes malhas utilizadas e o pormenor junto ao degrau, onde  $y^*$  pode ser menor de 11,225. Observa-se que  $y^*$  é superior a 11,225 em todo o domínio de cálculo, a partir da malha 2 ( $h_i/h_l=4$ ). Assim, a escolha da altura do primeiro elemento de 2 mm, parece a escolha mais prudente, tendo em conta que é o tamanho do elemento mais refinado que é possível obter maior precisão nos resultados.

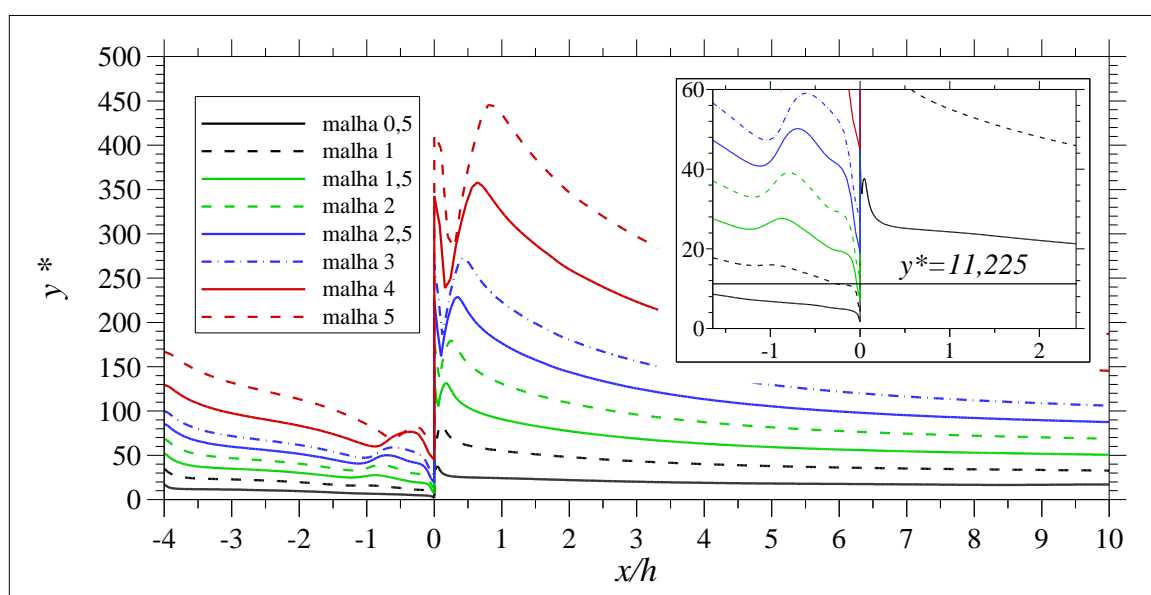


Figura 4.2 – Perfis de  $y^*$  para diferentes malhas ao longo do domínio e pormenor junto ao degrau.

Para estimar o comprimento da bolha de recirculação considera-se como critério a evolução dos perfis do  $y^+$  (depende da velocidade) e da velocidade, ambos calculados no centróide da primeira célula adjacente à superfície sólida, como se pode ver na figura 4.3.

Da análise da figura 4.3 conclui-se que a utilização do  $y^+$  constitui um bom critério para avaliar o comprimento da bolha de recirculação, porque em locais de topografia complexa, com irregularidades de terreno, é difícil definir uma linha (caso 2D) no centróide do primeiro elemento de malha.

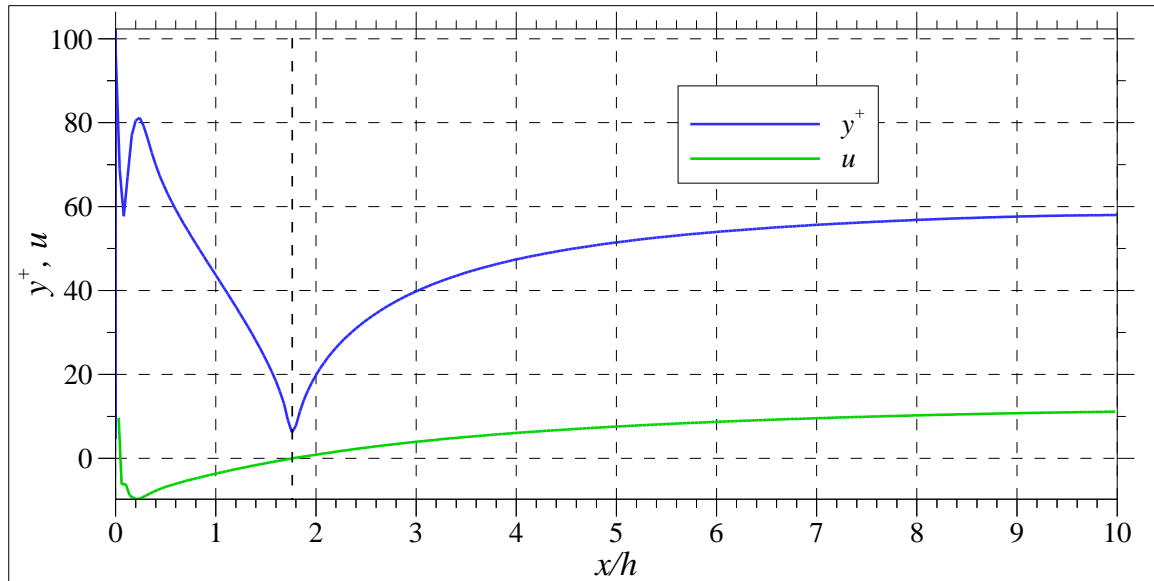


Figura 4.3 – Determinação do comprimento da bolha de recirculação através do perfil do  $y^+$  e de  $u$ .

Na figura 4.4 observa-se que o comprimento da bolha de recirculação tem um comportamento distinto quando se aumenta o tamanho dos elementos de malha. Para  $hi/hl < 5$ , a bolha de recirculação diminui progressivamente com o aumento do tamanho dos elementos de malha, existindo uma variação de 12% do seu comprimento. Para  $hi/hl > 5$  a bolha de recirculação aumenta com o aumento do tamanho dos elementos. Esta diferença poderá dever-se aos esquemas de interpolação usados.

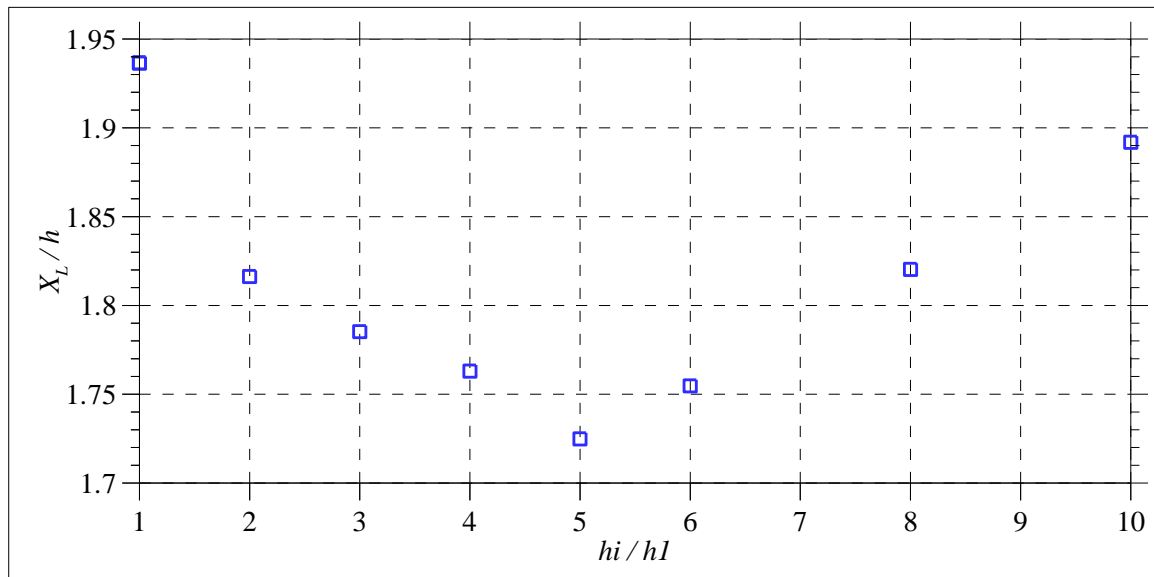


Figura 4.4 – Comprimento da bolha de recirculação ( $X_L$ ) em função da malha.

De acordo com a análise da evolução do perfil de  $y^*$  e da variação do comprimento da bolha de recirculação com a malha optou-se por escolher como válido o elemento de malha de dimensão 2 mm,  $h_i/h_l=4$ .

## 4.2 Optimização da malha

Todos os resultados anteriormente apresentados, se referem a malha uniforme e consequentemente, com um elevado número de elementos. Torna-se assim necessário reduzir o número de elementos nas zonas onde se prevê menores gradientes das variáveis (velocidade e pressão). Este critério é necessário pois nas simulações numéricas em 3D, o número de elementos rapidamente ascenderia a valores muito elevados, o que se traduzia num maior esforço computacional e consequentemente num maior tempo de cálculo.

A optimização da malha foi efectuada considerando constante a altura dos elementos de 2 mm da parede até à altura do degrau. Na direcção horizontal e vertical foi efectuado um crescimento com rácio de 5%. Na tabela 4.2 apresentam-se as características da malha uniforme, malha 2 e optimizada, a de  $NI$  e  $NJ$  correspondem ao número de elementos na direcção  $x_1$  e  $x_2$  respectivamente. Observa-se uma redução significativa do número de elementos.

*Tabela 4.2 – Optimização da malha.*

Malha	Nº de elementos	$h_i/h$	$NI$	$NJ$
Malha 2	74250 Elementos	0,04	350	230
Malha optimizada	4970 Elementos	0,04	87	67

Na figura 4.5 apresenta-se a malha optimizada, com a distribuição do número de elementos.

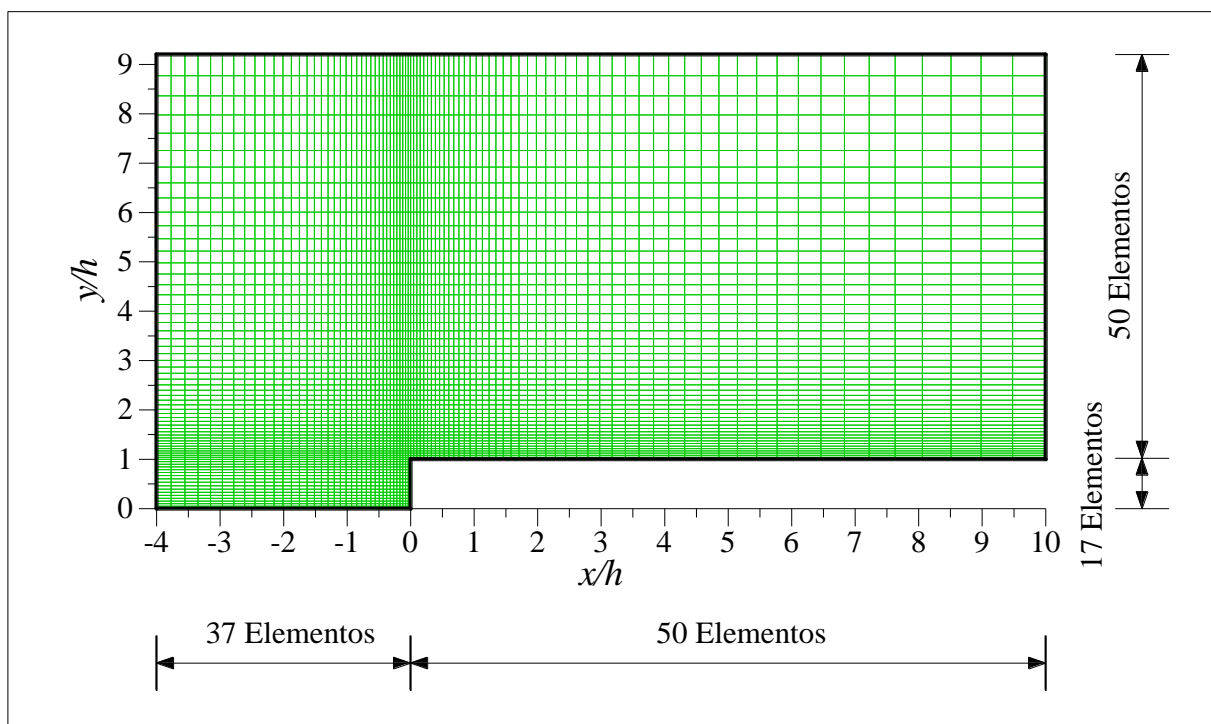


Figura 4.5 – Malha otimizada com primeiro elemento 2 (mm) e rácio de crescimento de 5%.

Para validação dos critérios usados na optimização da malha optou-se por comparar o comprimento da bolha de recirculação, através dos perfis do  $y^+$  (figura 4.6) e perfis de velocidade e de turbulência.

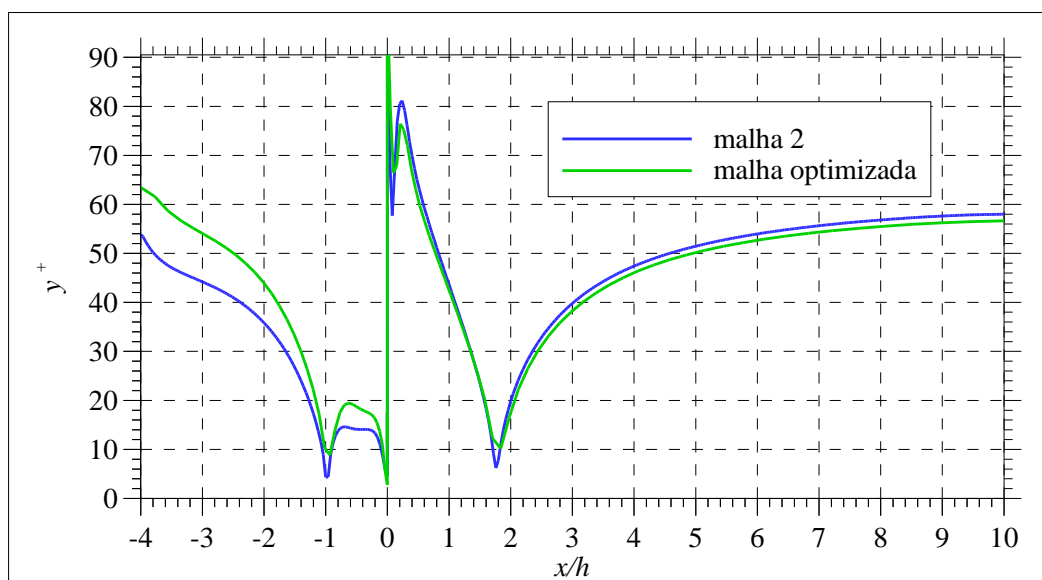


Figura 4.6 – Comparação do  $y^+$  entre malha uniforme (malha 2) e malha otimizada.

Na figura 4.6 verifica-se que não há grande influência da malha no comprimento da bolha de recirculação. Quanto aos perfis de velocidade e de turbulência das duas malhas, não se observou qualquer diferença entre eles, optando-se por não os apresentar. Assim nas simulações efectuadas, constata-se, conforme esperado, que a malha tem pequena influência nos resultados, o que permite concluir a necessária independência entre resultados e malha estará garantida.

### 4.3 Dependência das condições de entrada

Com o objectivo de validar os resultados numéricos com os dados experimentais obtidos por Roballo (2007), simulam-se numericamente as mesmas condições realizadas experimentalmente. Estas condições correspondem a utilizar o mesmo domínio computacional, perfil de velocidade e de turbulência. Porém, devido ao facto de alguns valores experimentais, obtidos por este autor, não serem referidos explicitamente, analisa-se a sensibilidade da dimensão da bolha de recirculação com a intensidade de turbulência imposta na condição de entrada. Para isso foi utilizado o modelo de turbulência  $k-\omega$  SST. Na figura 4.7 apresentam-se os perfis do  $y^+$  para diferentes intensidades de turbulência na entrada do domínio computacional. Observa-se que o comprimento da bolha de recirculação aumenta, com a redução da turbulência imposta na entrada do domínio de cálculo. É ainda de realçar que existe uma pequena variação no comprimento da bolha de recirculação a barlavento, que provoca uma grande variação no comprimento da bolha de recirculação a sotavento. Assim, conclui-se que existe grande dependência dos resultados com o nível de intensidade de turbulência imposto na condição de entrada do domínio de cálculo.

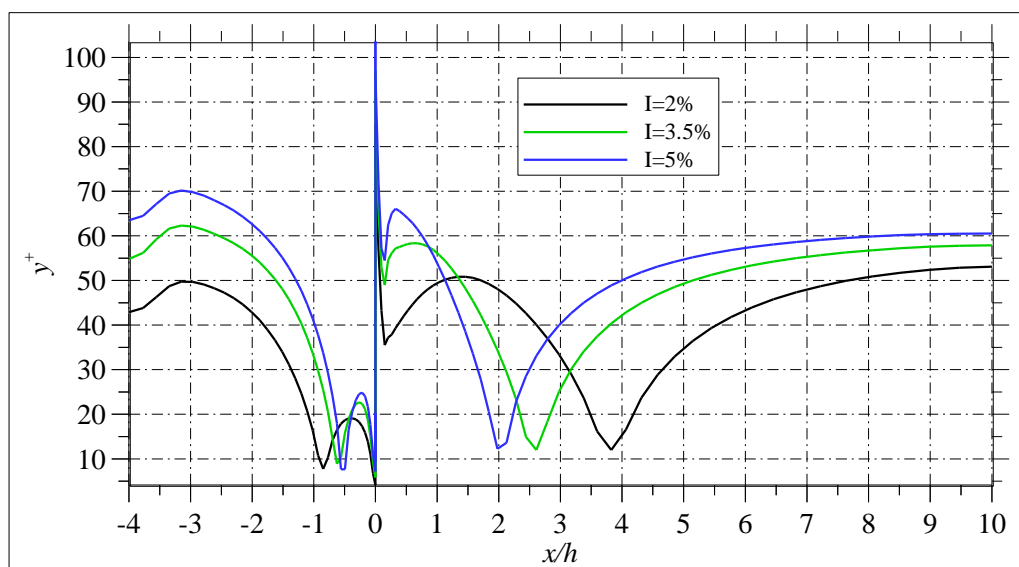


Figura 4.7 – Perfis de  $y^+$  para diferentes intensidades de turbulência na entrada do domínio computacional.



## 4.4 Dependência dos modelos de turbulência

Devido ao carácter turbulento do escoamento a escolha de um modelo de turbulência correcto é essencial para este estudo. Desta forma analisa-se o comportamento e a sensibilidade dos resultados numéricos aos diversos modelos de turbulência de duas equações utilizando os perfis experimentais de Roballo (2007) com  $I$  de 3,5%.

Na tabela 4.3 apresenta-se o comprimento da bolha de recirculação para os diferentes modelos de turbulência. Observa-se uma grande variabilidade do comprimento da bolha de recirculação com os modelos de turbulência. O modelo  $k-\omega$  é o que apresenta uma maior difusão e o modelo  $k-\omega$  SST o que apresenta menor difusão. O modelo  $k-\varepsilon$  com as constantes utilizadas no WindSim para escoamentos atmosféricos sobre topografia complexa e o modelo  $k-\omega$  SST apresentam uma ligeira diferença de  $0,2h$ .

*Tabela 4.3 – Comprimento da bolha de recirculação a sotavento da falésia para diferentes modelos de turbulência com os perfis de Roballo com  $I=3,5\%$ .*

<i>Modelo de turbulência</i>	$X_L$
Modelo $k-\varepsilon$ padrão	1,2h
Modelo $k-\varepsilon$ RNG	2,7h
Modelo $k-\varepsilon$ Realizable	2,1h
Modelo $k-\varepsilon$ Windsim (2008)	4,1h
Modelo $k-\varepsilon$ Crespo (1985)	1,7h
Modelo $k-\varepsilon$ Mandas <i>et al.</i> (2004)	2,3h
Modelo $k-\omega$	0,5h
Modelo $k-\omega$ SST	4,3h

Na figura 4.8 apresentam-se os perfis de  $y^+$  para diversos modelos de turbulência.

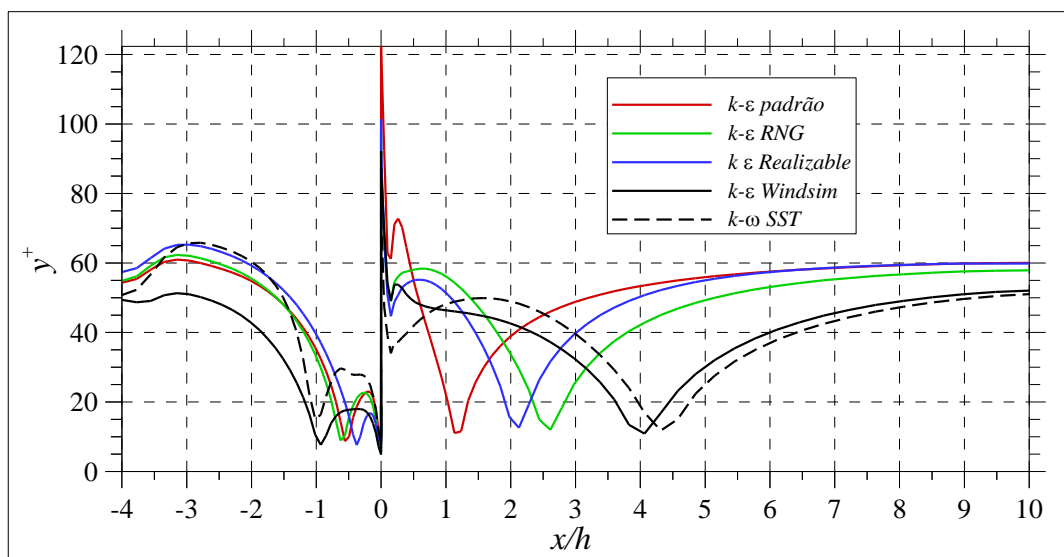


Figura 4.8 – Perfis de  $y^+$  para diversos modelos de turbulência.

Na figura 4.9 apresentam-se as linhas de corrente sobre a falésia para o modelo de turbulência WindSim e  $I=3,5\%$ . Pode observar-se uma maior convergência das linhas de corrente acima da bolha de recirculação, o que se traduz no incremento local da velocidade, bem como a forte curvatura das linhas de corrente. Observa-se que a altura da bolha de recirculação é de aproximadamente  $0,5h$ .

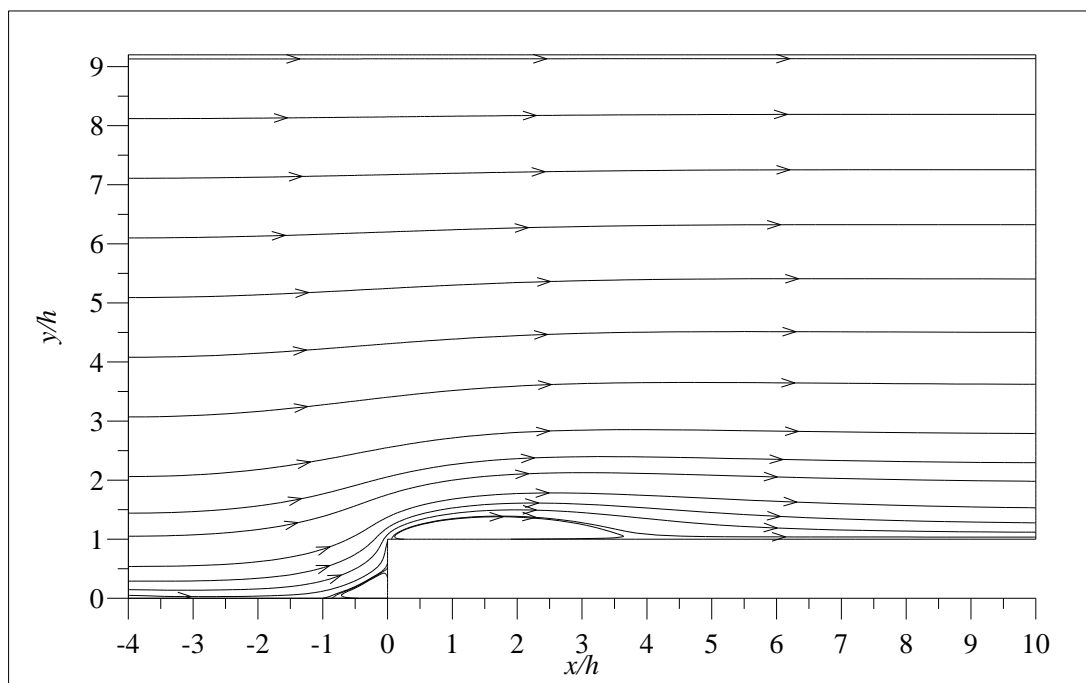


Figura 4.9 – Linhas de corrente para o modelo de turbulência WindSim com  $I=3,5\%$ .

Na figura 4.10 apresentam-se os perfis de velocidade em diferentes secções para quatro modelos de turbulência.

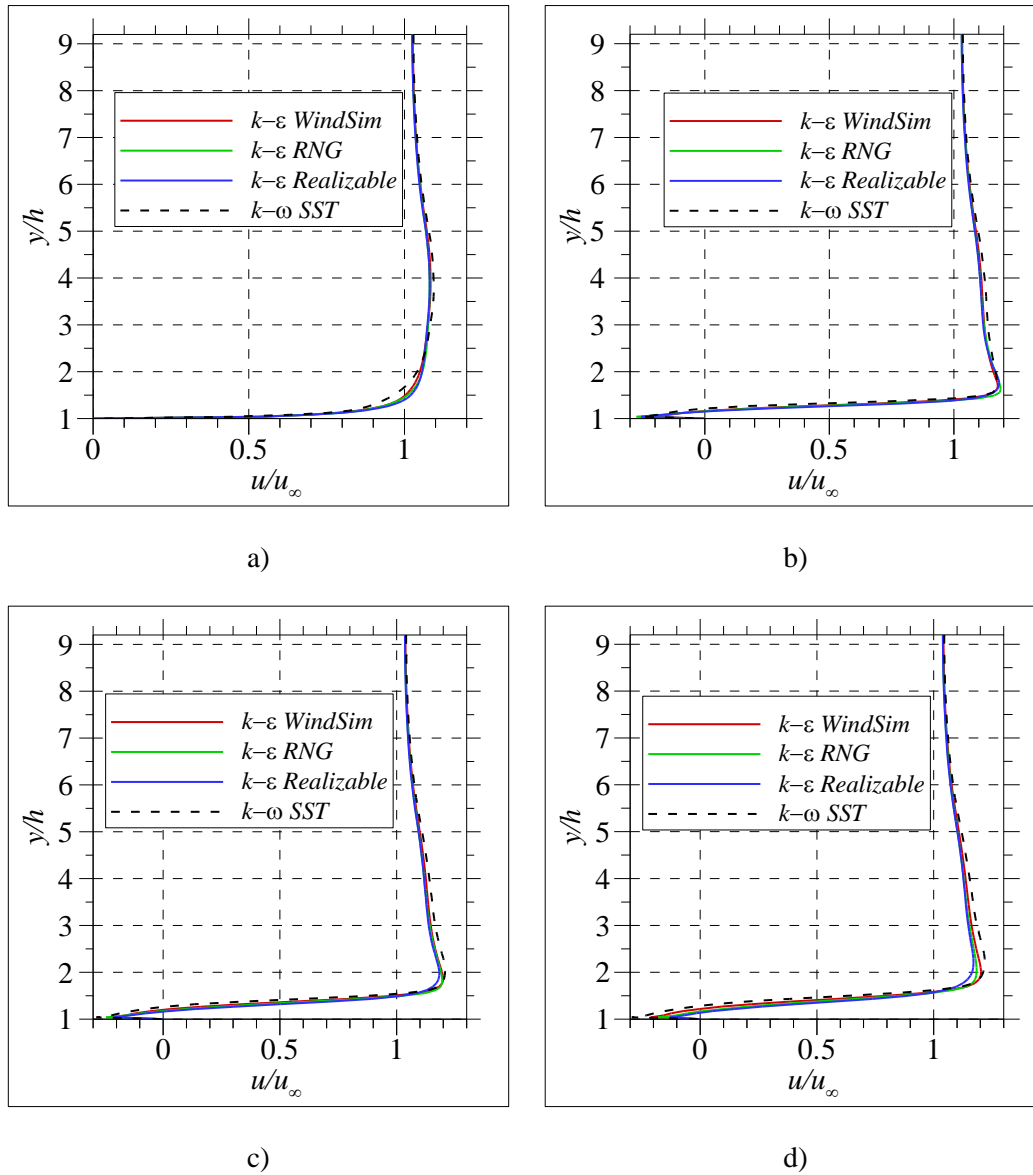


Figura 4.10 – Perfis de velocidade média para diversos modelos de turbulência nas secções: a)  $x/h=0$ ; b)  $x/h=0,6$ ; c)  $x/h=1$ ; d)  $x/h=1,4$  (continua).

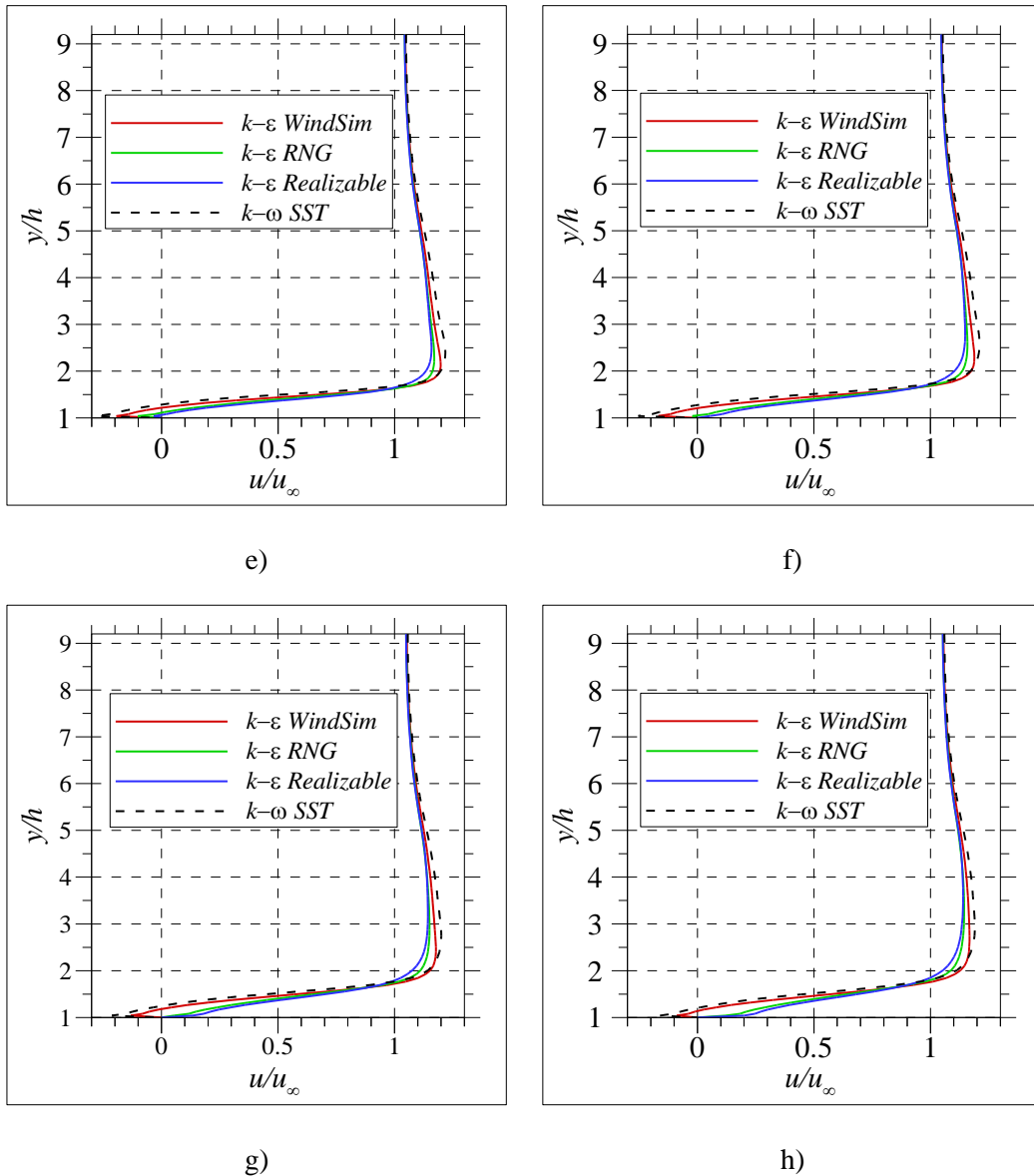


Figura 4.10 – (continuação) Perfis de velocidade média para diversos modelos de turbulência nas secções: e)  $x/h=1,8$ ; f)  $x/h=2,2$ ; g)  $x/h=2,6$ ; h)  $x/h=3$ .

É interessante verificar que embora exista uma diferença muito grande no comprimento da bolha de recirculação, os perfis de velocidade são relativamente similares. No entanto, os perfis obtidos numericamente não são comparáveis com os dados experimentais, que se apresentam no anexo A, pois existe uma grande discrepância dos resultados que pode ser explicado devido à possível técnica de anemometria de fio quente utilizada na medição dos dados experimentais. Então optou-se por validar os resultados com testes numéricos.

Na figura 4.11 apresentam-se os perfis de intensidade de turbulência adimensionalizados pelo nível de turbulência de entrada. Observa-se que o nível de turbulência máximo ocorre na secção em  $x/h=1,4$  sendo o nível de turbulência cerca de 8 vezes superior à entrada.

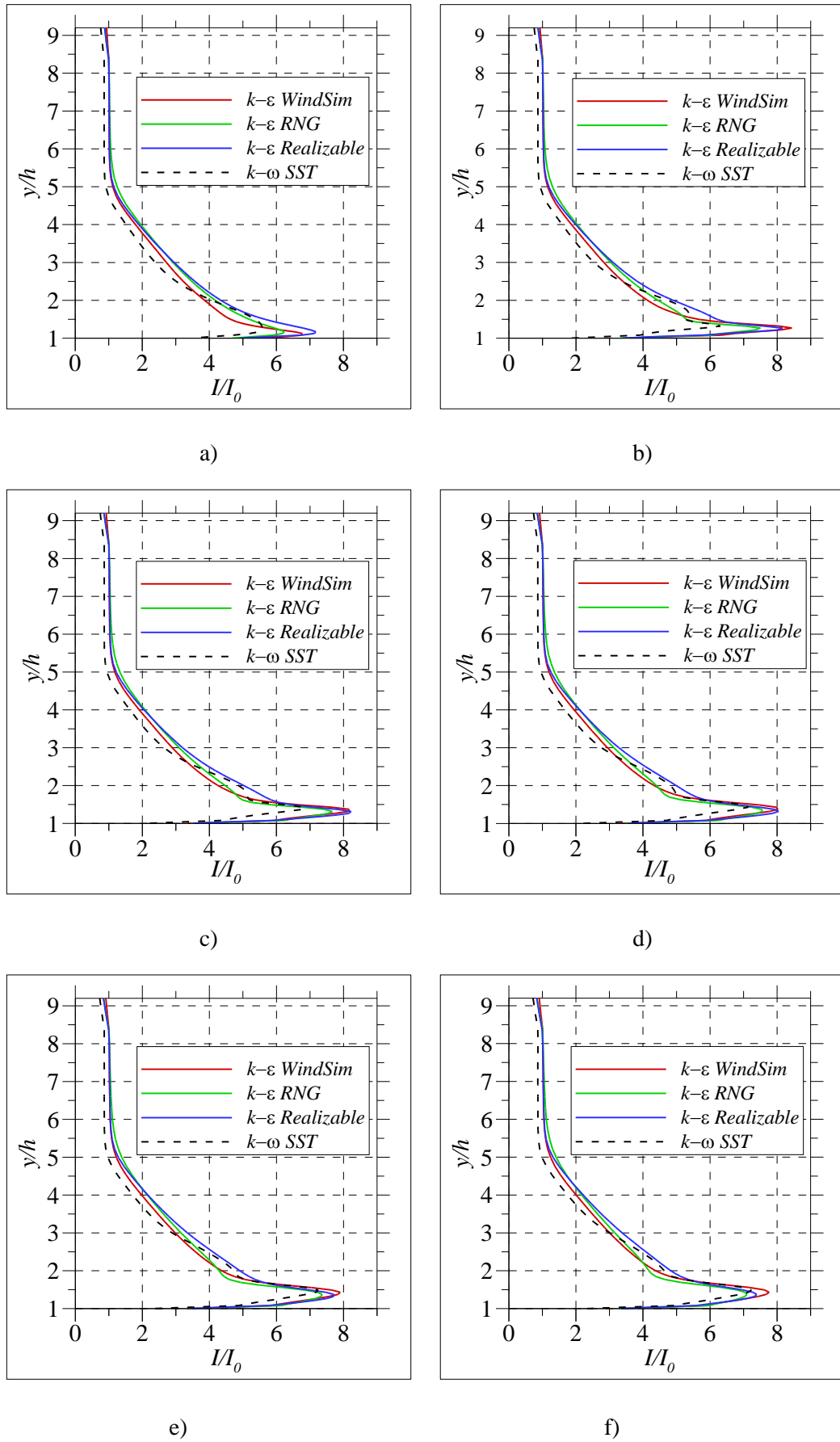


Figura 4.11 – Perfis de  $I$  para diversos modelos de turbulência nas secções ( $I_0=3.5\%$ ): a)  $x/h=0$ ; b)  $x/h=0,6$ ; c)  $x/h=1$ ; d)  $x/h=1,4$ ; e)  $x/h=1,8$ ; f)  $x/h=2,2$  (continua).

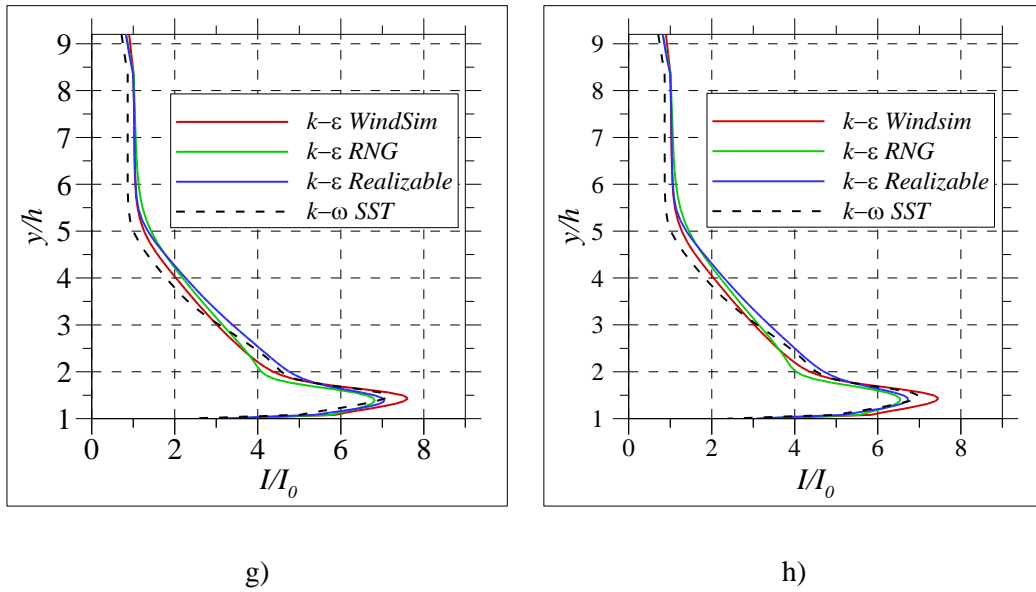


Figura 4.11 – (continuação) Perfis de  $I$  para diversos modelos de turbulência nas secções ( $I_0=3.5\%$ ): g)  $x/h=2,6$ ; h)  $x/h=3$ .

## 4.5 Localização da turbina

A localização da turbina numa falésia depende muito da topologia do escoamento desenvolvido a sotavento da geometria. Assim é importante representar o campo de velocidade de modo a analisar as zonas onde existe o incremento da velocidade devido ao efeito de bloqueio.

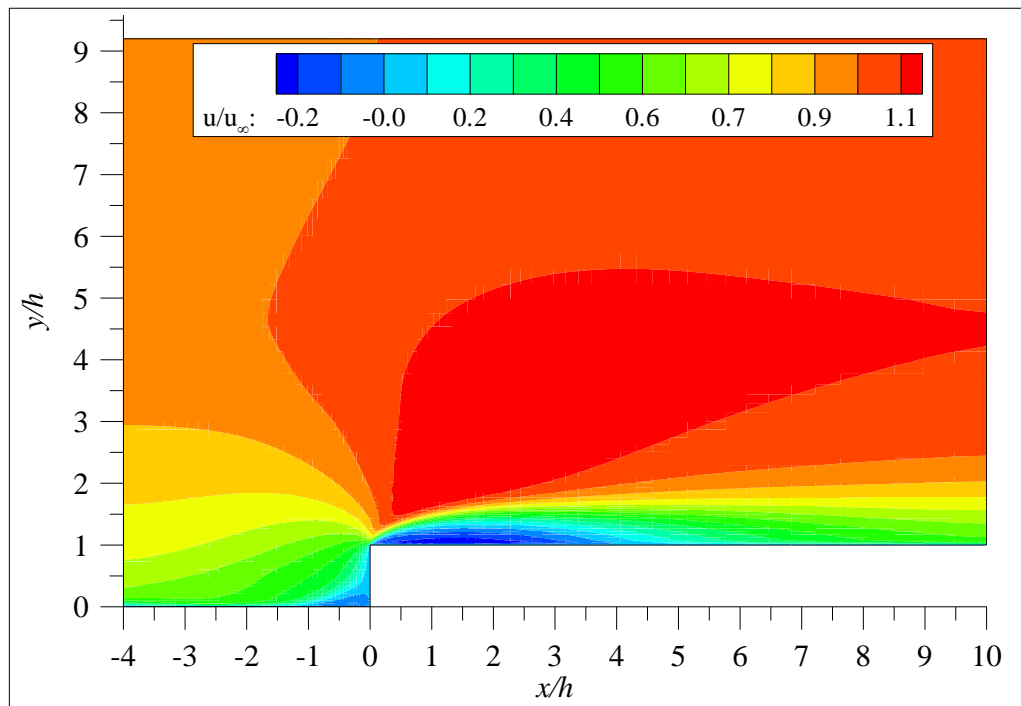


Figura 4.12 – Campo de velocidade (modelo  $k-\omega$  SST;  $I=3,5\%$ ).

Verifica-se na figura 4.12 que a região onde a velocidade é máxima corresponde a  $u/u_\infty = 1,11$ , no campo representado a vermelho. Esta região pode ser benéfica para a colocação da turbina pois apresenta maior incremento do módulo da velocidade. No entanto é também importante analisar a intensidade de turbulência nesta zona pois a colocação da turbina pode acarretar maior custo de manutenção por estar exposto a uma zona de maior turbulência. Neste sentido apresenta-se na figura 4.13 o campo de intensidade de turbulência. Observa-se que a uma distância  $h$  da falésia a intensidade de turbulência é cerca de 3%.

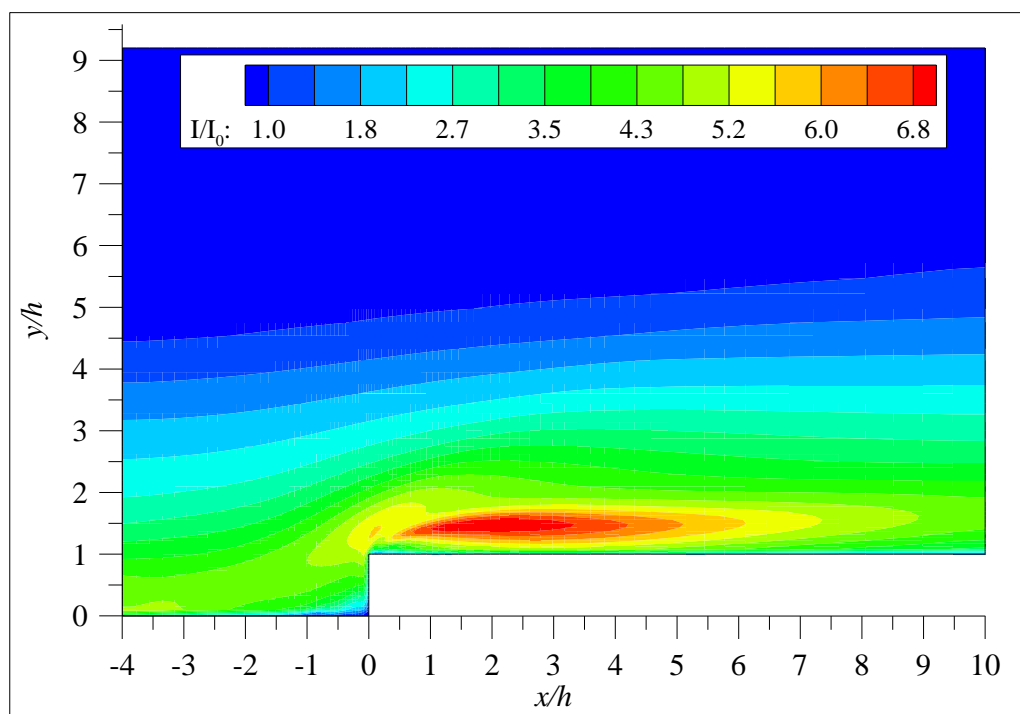


Figura 4.13 – Campo da intensidade de turbulência (modelo  $k-\omega$  SST;  $I=3,5\%$ ).

As turbinas eólicas são projectadas para captar energia proveniente de escoamentos horizontais e uma forte inclinação do escoamento relativamente ao seu eixo poderá provocar uma redução no seu rendimento e desempenho, devido ao aumento da força de arrasto e diminuição da força de sustentação.

A norma IEC-61400-1 indica que uma inclinação de escoamento superior a  $\pm 8^\circ$  deve ser evitada pois poderá originar forças nas pás da turbina para as quais não foram dimensionados e assim reduzir o seu rendimento energético e/ou a sua integridade estrutural. Neste contexto, apresenta-se na figura 4.14 o ângulo de inclinação do escoamento.

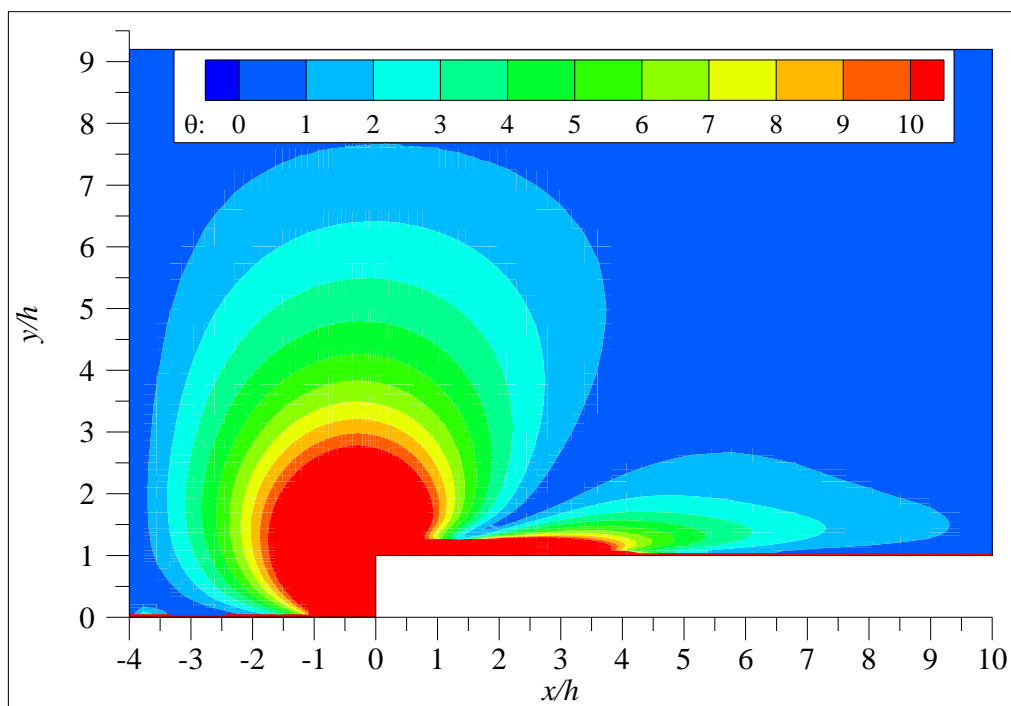


Figura 4.14 – Inclinação do escoamento,  $\theta^\circ$  (modelo  $k-\omega$  SST;  $I=3,5\%$ ).

Na figura 4.14 verifica-se que a uma distância da falésia, superior a  $1,5h$  na direcção longitudinal e a  $0,5h$  na direcção vertical, a inclinação do escoamento é inferior a  $8^\circ$ .

É de realçar que considerar a falésia como um degrau recto corresponde à pior situação da inclinação do escoamento. Assim, uma falésia com um menor ângulo de inclinação, menor a curvatura das linhas de corrente e consequentemente tem-se uma maior zona de aproveitamento energético.

Pode concluir-se que o escoamento sobre uma falésia é possível de se aproveitar, se as turbinas forem devidamente posicionadas.





## Capítulo 5

# Simulação do Modelo de Turbina

A modelação da turbina é feita considerando a área transversal como um meio poroso e parametrizada com base na teoria do disco actuador. O FLUENT possibilita usar duas condições de fronteira para modelar o meio poroso: o *pressure jump* e o *porous jump*. O *pressure jump* é aplicado numa face enquanto o *porous jump* é definido num volume.

A validação é feita comparando os resultados numéricos com dados experimentais obtidos por Aubrun (2007). Este estudo foi realizado num túnel de vento, onde o meio poroso foi realizado experimentalmente através de uma malha metálica com uma porosidade de 65%, que corresponde a um factor de indução axial de 0,18. Este valor foi obtido de acordo com a equação (2.25), e considera a velocidade de esteira na secção a dois diâmetros do disco (Chevalier *et al.* 2009).

Inicialmente validam-se os resultados do *pressure jump* através da análise da dependência da malha, modelos de turbulência e diferentes condições de fronteira de entrada. Posteriormente o *pressure jump* e o *porous jump* são comparados.

### 5.1 Dependência da malha

O domínio de cálculo e as condições de fronteira adoptadas na modelação do meio poroso foram referidos em pormenor na secção 3.4. A discretização da face que representa o meio poroso foi realizada utilizando a opção *tri-primitive* disponível no GAMBIT. Esta forma de construção da malha provoca uma boa distribuição dos elementos quadrangulares, com pouco desvio de ortogonalidade, com excepção do elemento no centro da secção como se observa em pormenor na figura 5.1-b onde se apresenta a malha P1 (tabela 5.1).

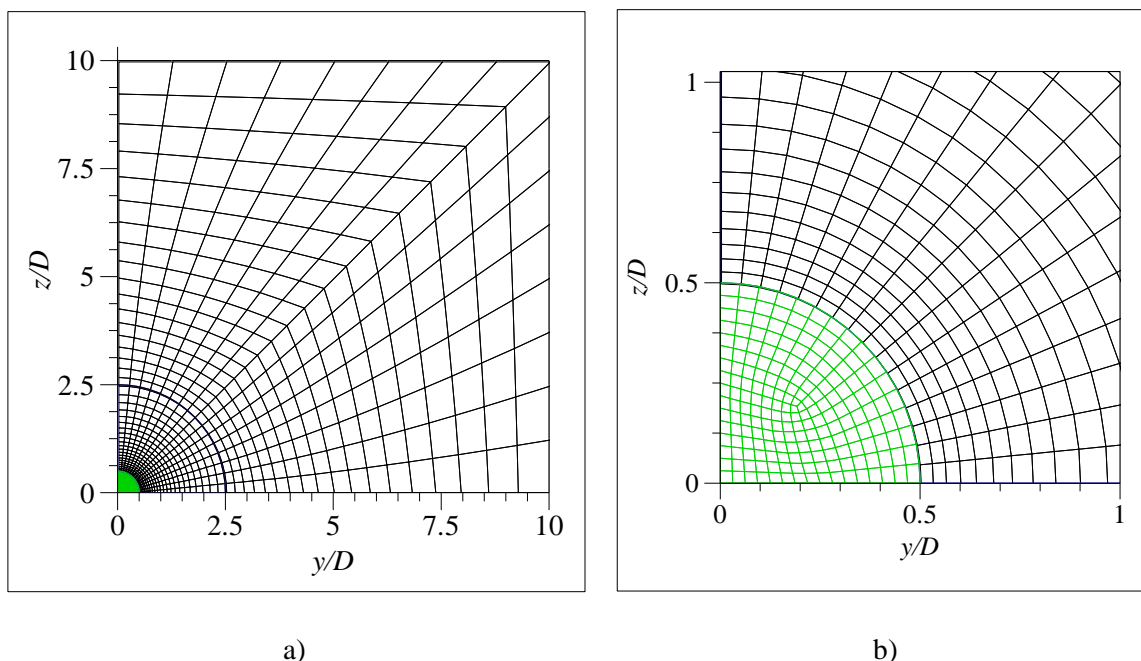


Figura 5.1 – Discretização da malha P1: a) plano yz; b) pormenor na zona do disco.

A distribuição dos elementos na direcção longitudinal no domínio de cálculo completo (figura 5.2) é feita através de um rácio de crescimento a começar na turbina. O refinamento da malha junto à turbina é importante pelo facto de ser uma zona de fortes gradientes. Este critério garante uma boa predição dos resultados e uma melhor convergência dos resíduos.

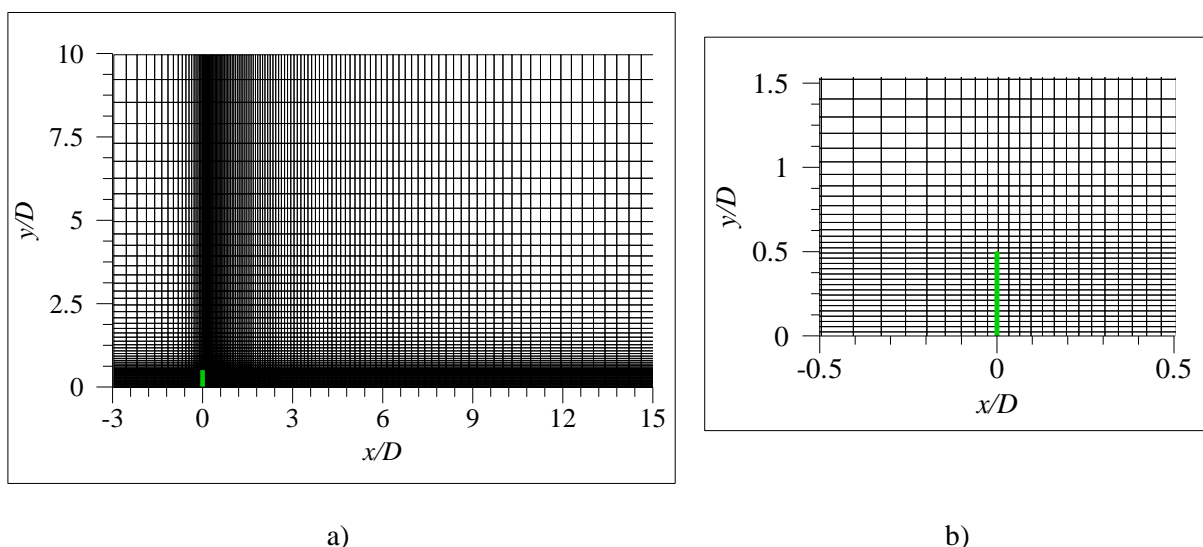


Figura 5.2 – Discretização da malha P1: a) plano xy; b) pormenor junto ao disco.

De forma a avaliar a influência da malha nos resultados efectuaram-se diferentes discretizações de malha. Assim testou-se a influência do número de elementos na turbina e do número de elementos na

direcção longitudinal. Na tabela 5.1 apresenta-se um resumo das diferentes discretizações das malhas realizadas.

*Tabela 5.1 – Discretizações das malhas utilizadas.*

Malha	Nº de elementos na periferia da turbina	Discretização em $x$
malha P1	16	<i>Fl3 size 15</i>
malha P2	14	<i>Fl3 size 15</i>
malha P3	12	<i>Fl3 size 15</i>
malha P4	10	<i>Fl3 size 15</i>
malha P5	10	<i>Fl1 size 10</i>

A nomenclatura *Fl3 size 15* representa a discretização longitudinal da malha. Esta forma de construção da malha permite fixar o comprimento do primeiro elemento (*First Length*) e dividir a linha pela dimensão do elemento (*interval size*), que neste caso é 3 e 15 respectivamente. A adaptação dos elementos ao domínio é feita atribuindo um rácio de crescimento de acordo com a descrição disponível no manual do GAMBIT.

As simulações para as diferentes malhas foram realizadas utilizando o modelo de turbulência  $k-\omega$  SST. As condições de fronteira impostas são: o perfil de velocidade na entrada é uniforme com  $u=10$  m/s; a turbulência de entrada foi especificada utilizando a opção do FLUENT “intensidade e diâmetro hidráulico”, que faz uso das equações (3.15) e (3.16) para o cálculo do perfil de  $k$  e de  $\varepsilon$ , respectivamente. Assim considerou-se  $I=4\%$  e  $D_h=2$  m, obtendo um perfil de  $k$  e  $\varepsilon$  uniforme. Nota-se que estas condições de entrada foram utilizadas praticamente em todas as simulações realizadas ao longo deste capítulo, com excepção de alguns casos devidamente identificados.

A análise dos resultados numéricos é feita através da comparação com os dados experimentais obtidos por Aubrun (2007).

De forma a avaliar a sensibilidade da discretização da malha na evolução do perfil de velocidades, optou-se por representar os perfis sobre uma linha em  $y=0$ , como apresenta a figura 5.3. Observa-se que existe uma ligeira diferença nos perfis de velocidades. Esta diferença torna-se mais significativa, principalmente quando se aumenta o número de elementos da turbina, aproximando-se mais dos resultados experimentais.

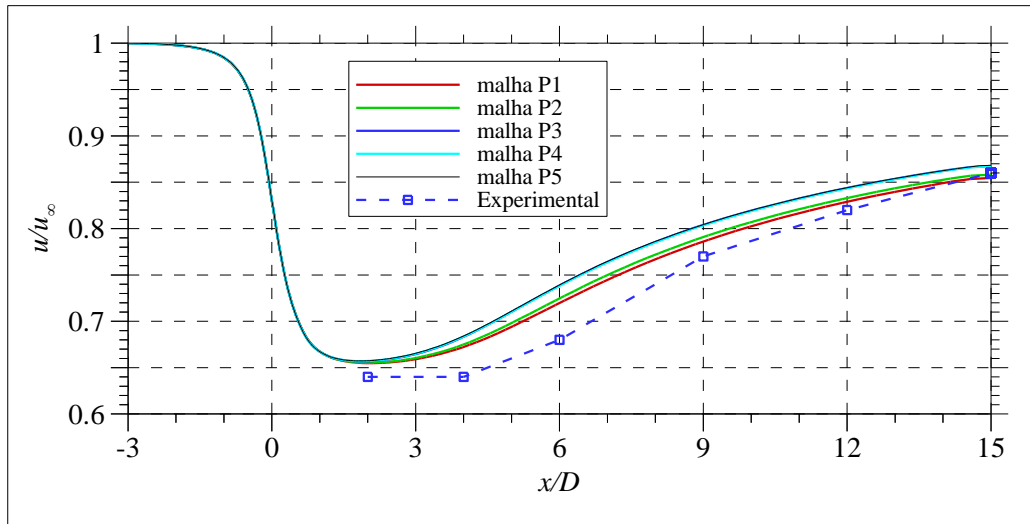


Figura 5.3 – Influência da malha com a componente  $u$  da velocidade no eixo do disco poroso.

A forma eficaz de avaliar a dependência dos resultados com a malha é através da análise do campo de velocidades no plano da turbina (plano  $yz$ ), para as várias discretizações escolhidas. Neste caso optou-se por apresentar apenas na figura 5.4 as malhas P1 e P5.

Na figura 5.4 apresenta-se o campo de velocidades no plano da turbina ( $yz$ ), para as malhas P1 e P5.

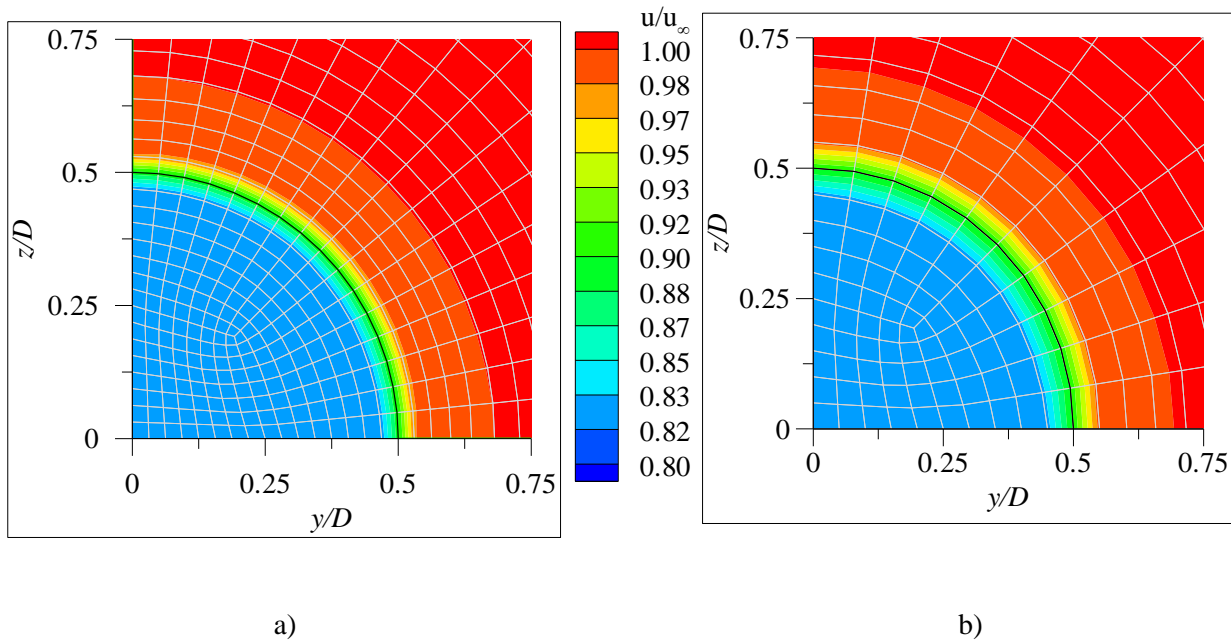


Figura 5.4 – Campo de velocidades no disco para diferentes discretizações: a) malha P1; b) malha P5.

Como seria de esperar na figura 5.4 verifica-se que o gradiente de velocidades ocorre essencialmente nos elementos de malha adjacentes à extremidade do disco. Assim, quanto maior o refinamento da malha, maior será o gradiente de velocidade, podendo ser uma das razões para uma maior dificuldade de convergência à medida que se refina a malha.

Após a avaliação realizada verifica-se que a malha P3 é uma escolha adequada, porque apresenta um tempo de cálculo moderado e maior estabilidade na convergência residual.

## 5.2 Dependência das condições de entrada

De acordo com Aubrun (2007) a intensidade de turbulência de entrada varia entre 3,5 e 4,5%. Por isso efectuaram-se simulações para diferentes intensidades de turbulência, de modo a avaliar a influência deste parâmetro. Na figura 5.5 apresentam-se os perfis adimensionais da velocidade e da intensidade de turbulência para diferentes intensidades de turbulência de entrada.

É de realçar que os perfis da intensidade de turbulência apresentados ao longo deste capítulo foram obtidos através da definição da energia cinética turbulenta (equação (3.15)), considerando o perfil de velocidade média local. No entanto, de forma a avaliar qualitativamente o campo de intensidade turbulenta, optou-se por apresentar os resultados normalizados pela velocidade de referência de entrada.

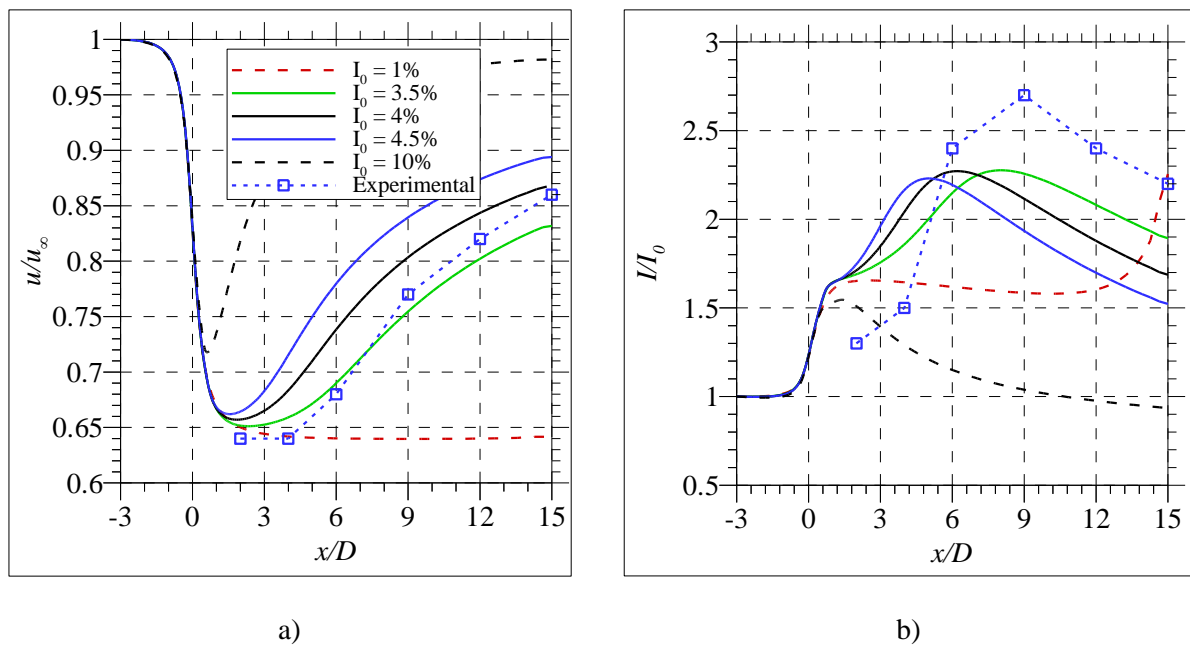


Figura 5.5 – Perfis adimensionais em  $y=0$ , para diferentes níveis de turbulência de entrada: a) componente longitudinal da velocidade; b) intensidade de turbulência.

Na figura 5.5-a realça-se que o défice de velocidade é fortemente influenciado pela turbulência de entrada, num intervalo relativamente pequeno, cuja diferença se torna mais significativa à medida que se afasta da turbina. Assim, quanto maior for a turbulência, maior a difusividade, o que se traduz num défice de velocidade menor ao longo da esteira. No entanto, a variação da turbulência de entrada, entre 3,5 e 4,5%, causa apenas uma variação de 1,6% no valor máximo do défice de velocidade.

Da observação da figura 5.5-b constata-se que o nível máximo da turbulência é praticamente idêntico em todos os casos. Porém, este nível máximo ocorre a uma distância maior da turbina, quanto menor for a intensidade de turbulência. Neste contexto, conclui-se que a intensidade de turbulência tem uma influência importante no défice da velocidade.

Rados *et al.* (2008) utilizaram o comprimento de escala baseado na dimensão da turbina, com uma abordagem diferente, onde utilizaram o comprimento de escala em função do diâmetro hidráulico do túnel de vento, equação (3.17). Assim dado que o comprimento de escala afecta dramaticamente os resultados, optou-se por variar a sua ordem de grandeza para demonstrar a influência no modelo  $k-\omega$  SST. Na figura 5.6 apresentam-se os resultados referentes à alteração do comprimento de escala.

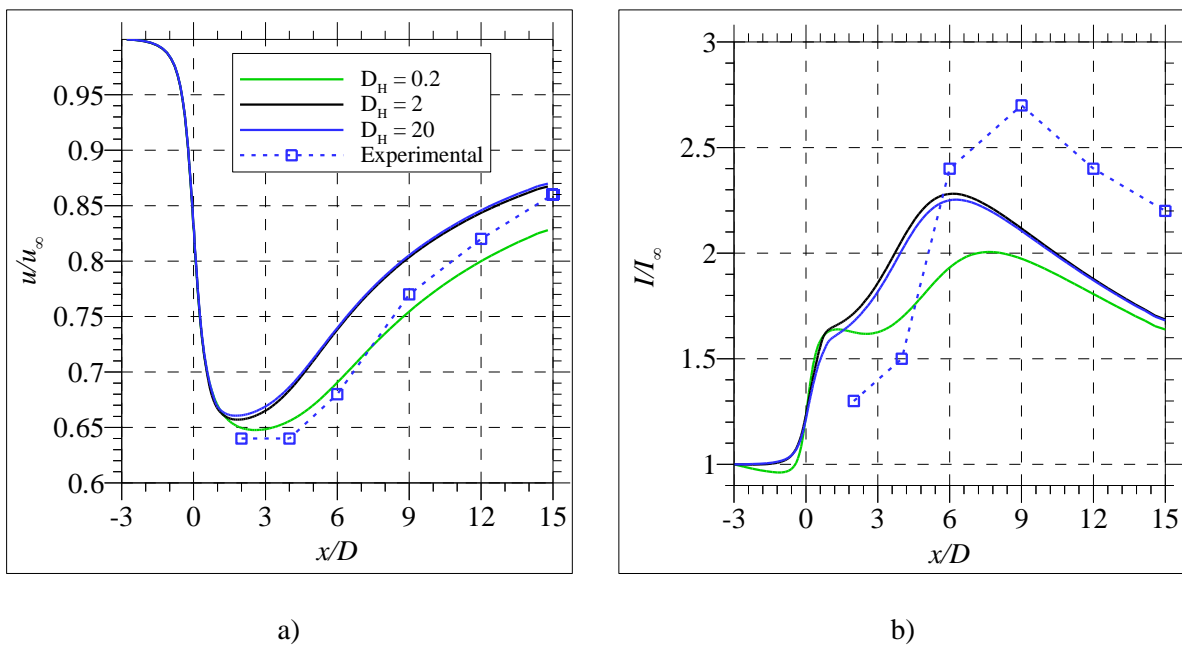


Figura 5.6 – Perfis adimensionais em  $y=0$  para diferentes comprimentos de mistura: a) velocidade; b) intensidade de turbulência.

Nota-se que na figura 5.6-a, que para o diâmetro hidráulico de 0,2 m, o resultado numérico ajusta-se ao experimental até cerca de 8 diâmetros da turbina. Posteriormente há uma subestimação do défice de velocidade face ao experimental. Na figura 5.6-b observa-se um grande desvio do resultado numérico para um diâmetro hidráulico de 0,2 m, devido ao défice de velocidade ser maior. Porém, para o

diâmetro hidráulico de 2 e 20 (m), os resultados são similares. Assim conclui-se que para comprimentos de escala inferiores ao tamanho do túnel, há uma grande variabilidade nos resultados.

### 5.3 Dependência dos modelos de turbulência

Um dos grandes problemas da simulação da esteira de turbinas eólicas prende-se com a dificuldade de identificação de um modelo de turbulência apropriado (Vermeer *et al.*, 2003), capaz de reproduzir o fenómeno físico, porque é uma zona que provoca elevada difusão numérica. Assim, nesta secção pretende-se analisar o comportamento da esteira através de diversos modelos de turbulência.

Na figura 5.7 apresenta-se o comportamento de diferentes modelos de turbulência na modelação do meio poroso. Na figura 5.7-a observa-se uma grande variação nos resultados com o modelo de turbulência escolhido, o que permite mostrar que a velocidade obtida com o modelo  $k-\omega$  SST se aproxima relativamente melhor ao experimental. No entanto, na figura 5.7-b verifica-se que a intensidade de turbulência referente a este modelo, se encontra subestimada face aos resultados experimentais, sendo o modelo  $k-\varepsilon$  Realizable relativamente melhor. Não obstante os modelos  $k-\omega$  SST e  $k-\varepsilon$  Realizable, apresentam resultados na mesma ordem de grandeza.

É de realçar que os resultados referentes à intensidade de turbulência se encontram normalizados para uma velocidade média local. O modelo  $k-\varepsilon$  MMK apresenta um défice de velocidade na esteira muito superior, que resulta numa intensidade de turbulência menor comparativamente aos outros modelos de turbulência. No entanto, no que se refere à velocidade, o modelo aproxima-se melhor na zona próxima à turbina, subestimando a velocidade à medida que se afasta da turbina.



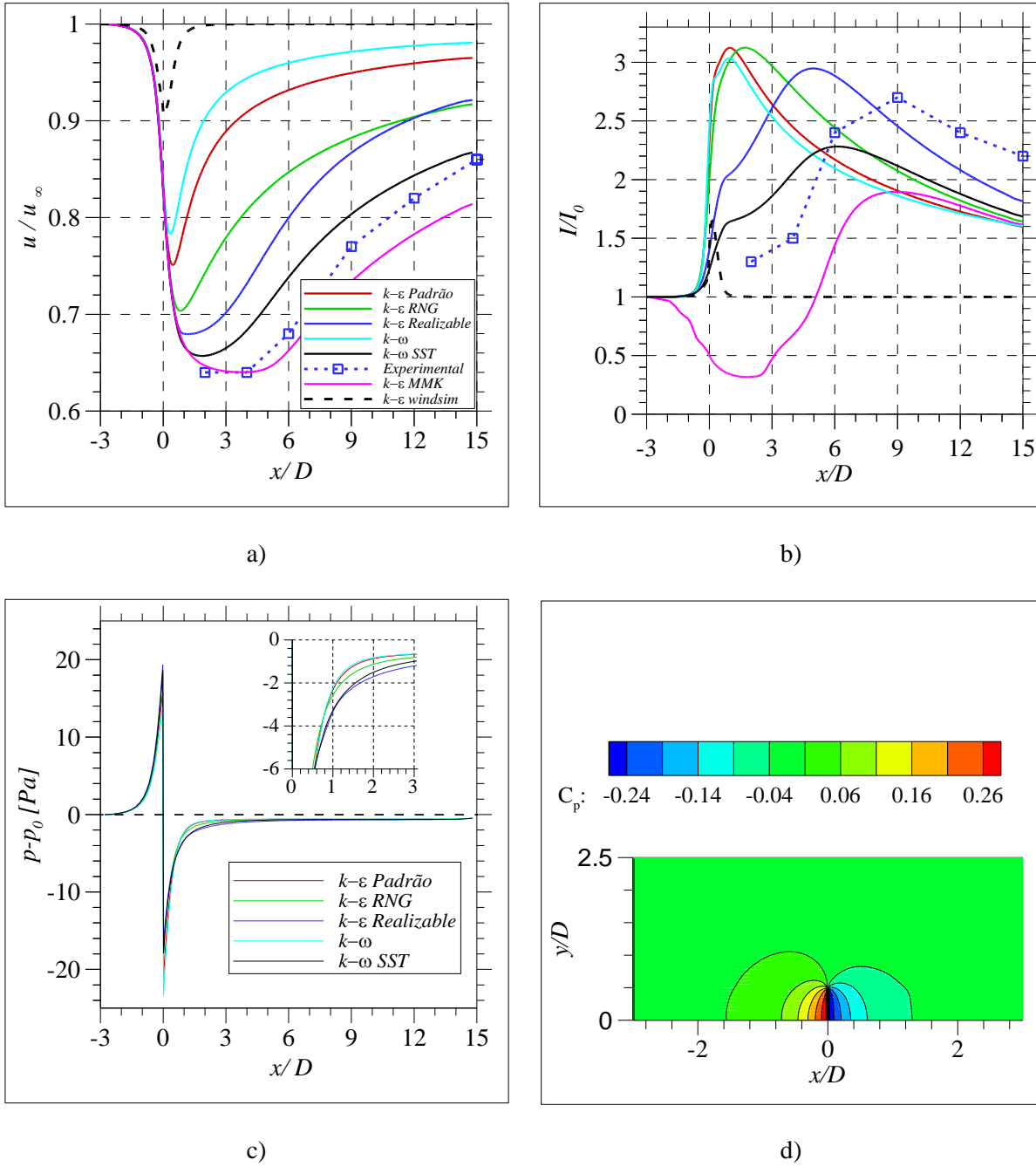


Figura 5.7 – Evolução em  $y=0$  das componentes: a) velocidade; b) Intensidade turbulenta; c) Pressão estática relativa; d) coeficiente de pressão para o modelo  $k-\omega$  SST.

Relativamente à pressão, é possível calcular a queda de pressão que ocorre na turbina e consequentemente a força de impulso. Com a queda de pressão e com o caudal volúmico determina-se a potência extraída pela turbina através da seguinte equação:

$$P_{dissipada} = \Delta p \times Q_v \quad (5.1)$$

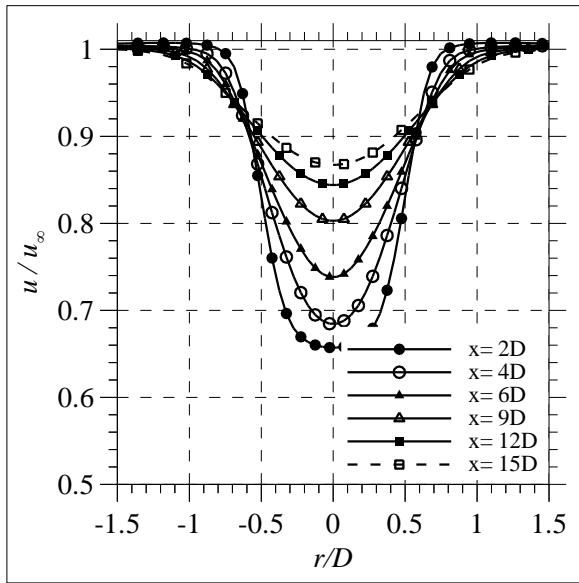
Na tabela 5.2 apresenta-se a variação da potência dissipada pelo disco com o modelo de turbulência.

*Tabela 5.2 Potência dissipada pelo disco.*

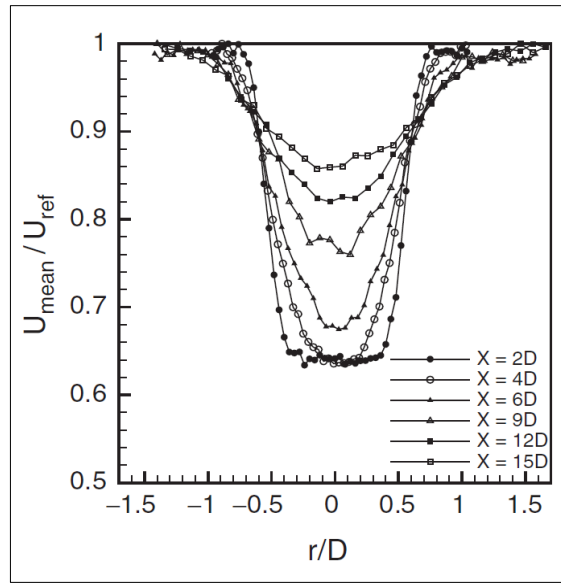
Modelo de Turbulência	$p^+ [Pa]$	$p^- [Pa]$	$\Delta p [Pa]$	$Q_v [kg / m^3]$	$P_{dissipada} [W]$
$k-\varepsilon$ Padrão	15,7	21,1	36,9	0,0165	0,61
$k-\varepsilon$ RNG	18,2	18,3	36,5	0,0163	0,59
$k-\varepsilon$ Realizable	19,3	16,9	36,3	0,0161	0,58
$k-\omega$	13,8	23,4	37,2	0,0167	0,62
$k-\omega$ SST	18,6	17,9	36,5	0,0161	0,59

A tabela 5.2 permite concluir que existe uma variação de apenas 6,3% na potência dissipada pelo disco entre os modelos de turbulência testados. Esta potência é muito pequena comparativamente às turbinas reais. Este efeito deve-se ao facto do domínio de cálculo utilizado ser em [mm], havendo portanto uma redução da área varrida, bem como a velocidade incidente ser inferior a condições nominais de operação que é em média 15 m/s.

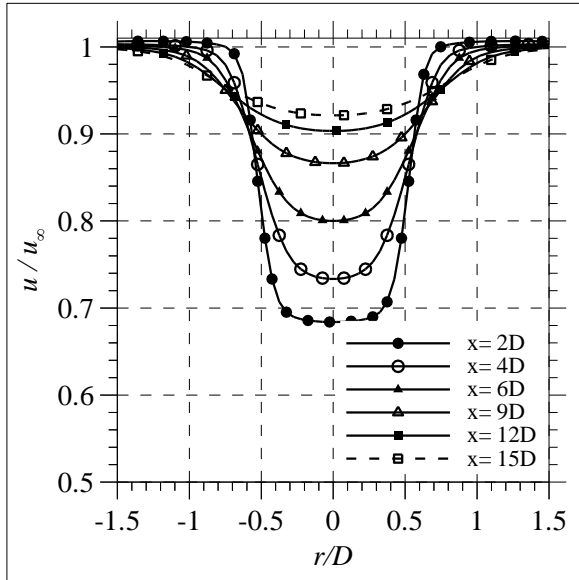
Na figura 5.8 e figura 5.9 comparam-se os perfis de velocidade e intensidade de turbulência para diferentes modelos de turbulência, em diferentes secções transversais do plano  $yz=0$ , com os resultados experimentais obtidos por Aubrun (2007).



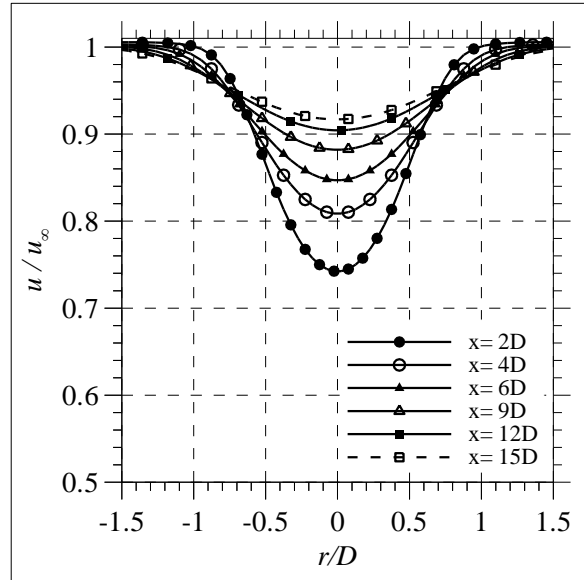
a)



b)



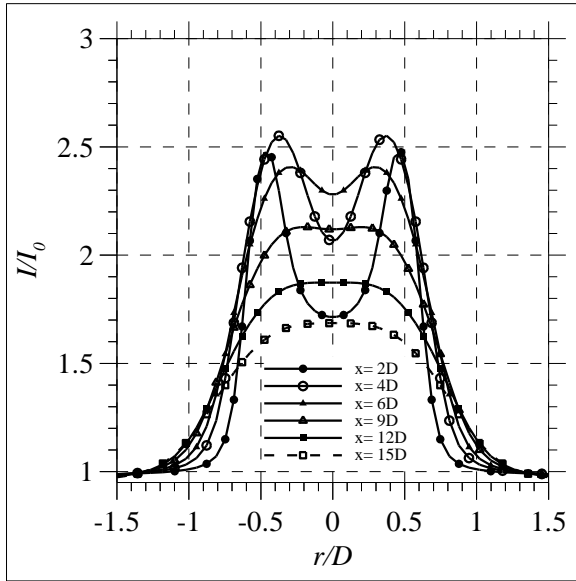
c)



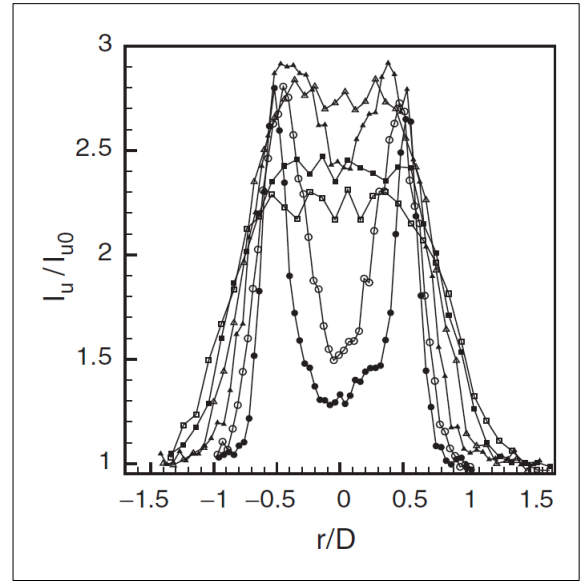
d)

Figura 5.8 – Perfis de velocidade: a)  $k-\omega$  SST; b) Experimental (Aubrun, 2007); c)  $k-\epsilon$  Realizable; d)  $k-\epsilon$  RNG.

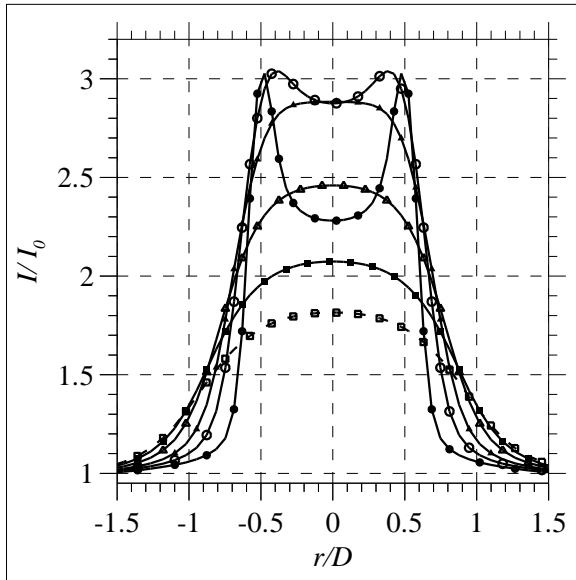
Na figura 5.8 observa-se que o modelo  $k-\omega$  SST é o que melhor se aproxima dos dados experimentais.



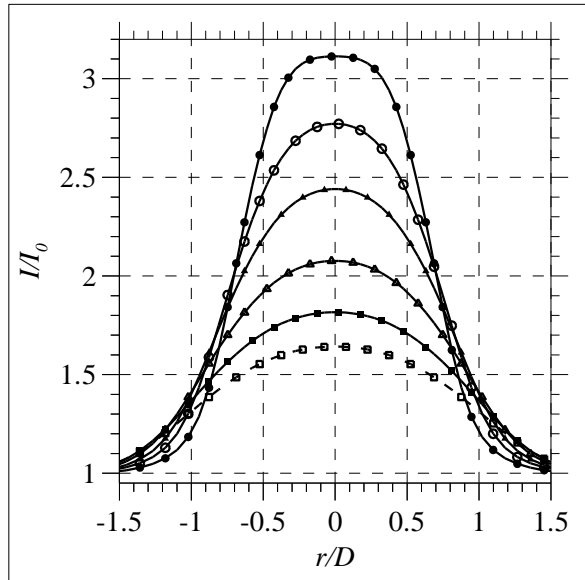
a)



b)



c)

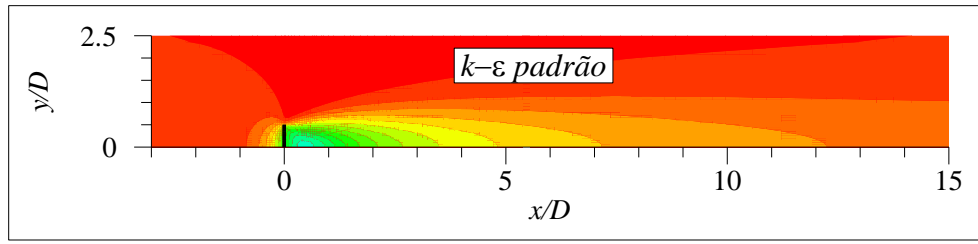


d)

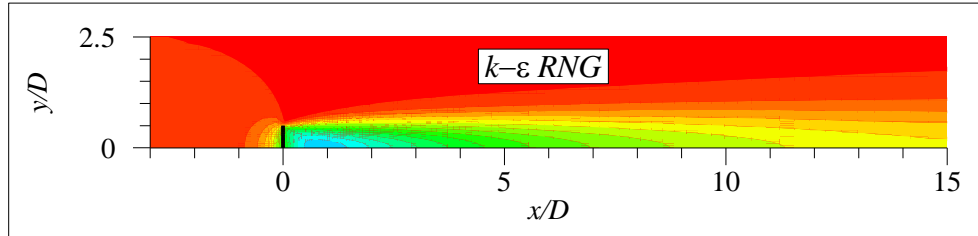
Figura 5.9 – Perfis de Intensidade turbulenta: a)  $k-\omega$  SST; b) Experimental (Aubrun, 2007); c)  $k-\epsilon$  Realizable; d)  $k-\epsilon$  RNG.

Na figura 5.9 observa-se que o modelo  $k-\omega$  SST subestima o nível da intensidade de turbulência relativamente ao experimental. No entanto, apresenta valores na mesma ordem de grandeza.

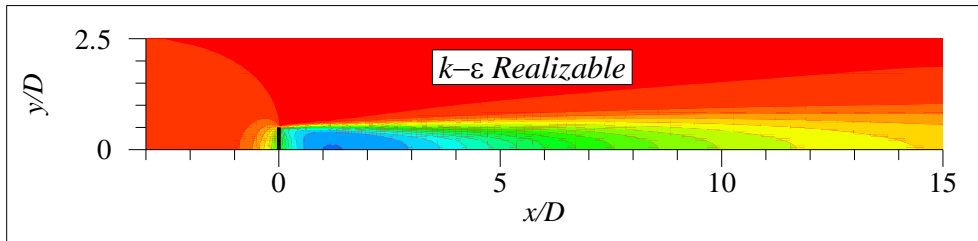
A forma qualitativa de avaliar a solução é através dos campos de velocidade. Nas figuras 5.10 e 5.11 apresentam-se os campos de velocidades e intensidade de turbulência, respectivamente, para diferentes modelos de turbulência de modo a avaliar a influência dos modelos na distribuição destas grandezas.



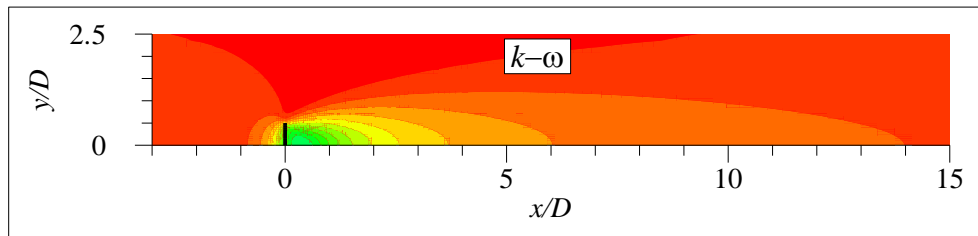
a)



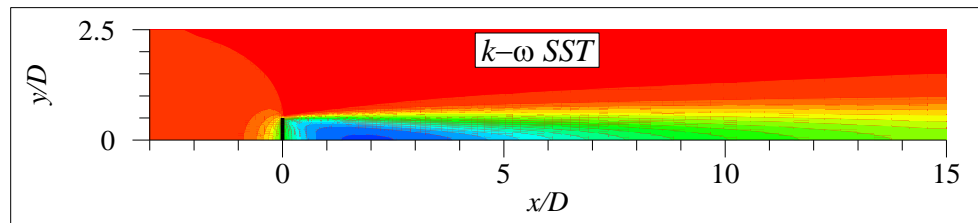
b)



c)



d)



e)

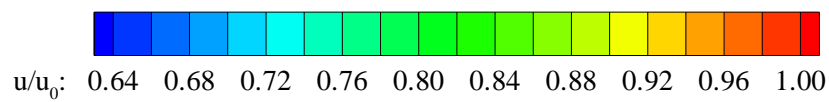
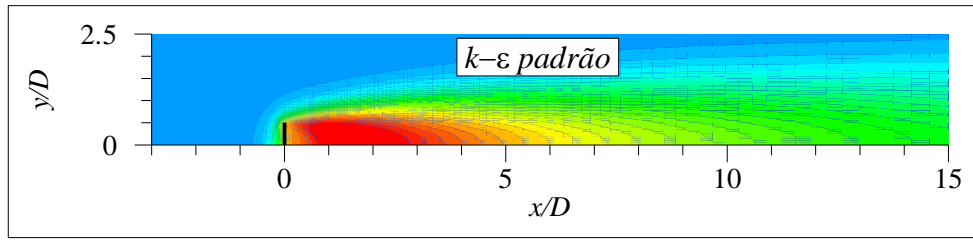
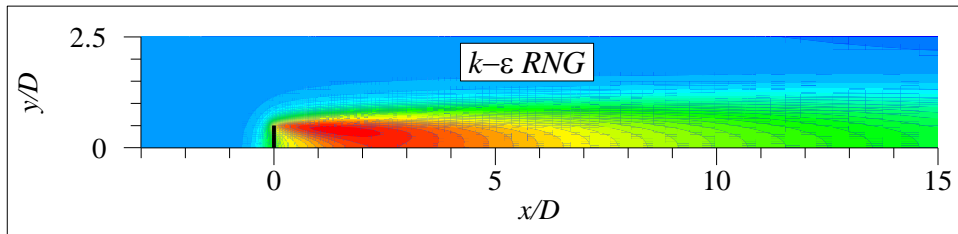


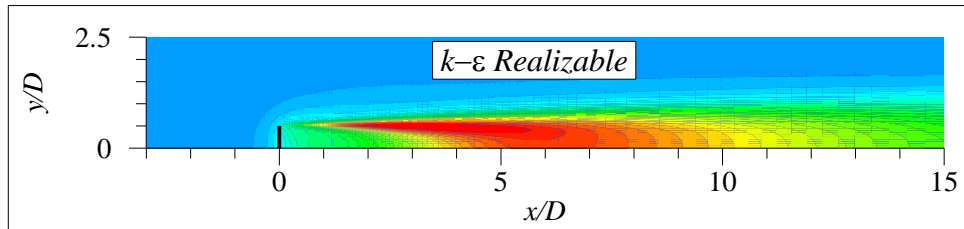
Figura 5.10 – Campo de velocidade para os modelos de turbulência: a)  $k-\varepsilon$  padrão; b)  $k-\varepsilon$  RNG; c)  $k-\varepsilon$  Realizable; d)  $k-\omega$ ; e)  $k-\omega$  SST.



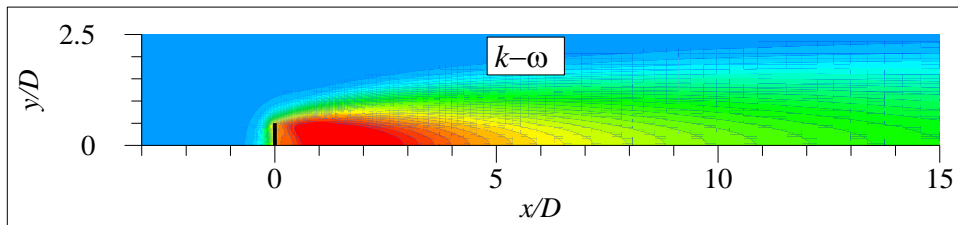
a)



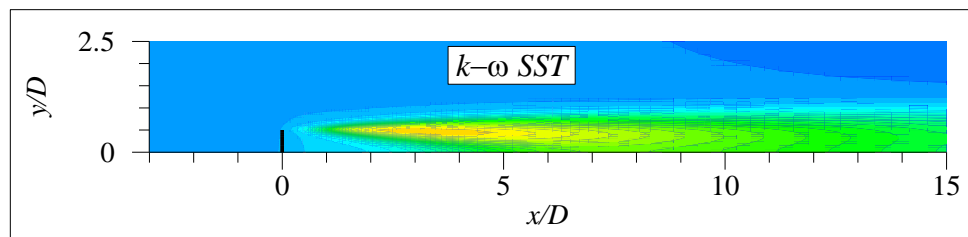
b)



c)



d)



e)

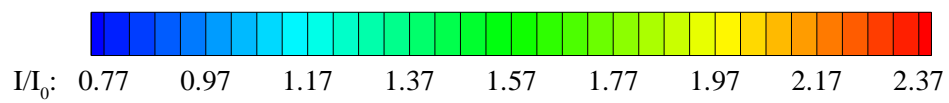


Figura 5.11 – Campo de Intensidade de turbulência para os modelos de turbulência: a)  $k-\varepsilon$  padrão; b)  $k-\varepsilon$  RNG; c)  $k-\varepsilon$  Realizable; d)  $k-\omega$ ; e)  $k-\omega$  SST.

A análise das figura 5.10 e 5.11 permite concluir que o modelo  $k-\varepsilon$  padrão e o  $k-\omega$  apresentam maior difusão o que se traduz num défice de velocidade e intensidade de turbulência menor. O modelo  $k-\varepsilon$  Realizable apresenta uma intensidade de turbulência da ordem do experimental, porém em secções diferentes. Na figura 5.11-e observa-se que a condição de fronteira, *pressure jump*, não introduz turbulência no escoamento. A turbulência é apenas proveniente da interacção do disco com o escoamento não perturbado.

## 5.4 Dependência do coeficiente de resistência

O coeficiente de resistência (ou coeficiente de perda de carga),  $C_2$ , é um parâmetro importante neste estudo, pois permite estimar a perda de carga introduzida pelo disco poroso. Como dito anteriormente, este coeficiente é parametrizado com base na teoria do disco actuador, que é função do factor de indução axial. No entanto, segundo Aubrun (2007), o factor de indução axial experimental é determinado segundo a equação (2.25) da teoria do disco actuador. Porém, dada a variação dos resultados a sotavento do disco com os diferentes modelos de turbulência, efectuou-se um procedimento iterativo no cálculo do coeficiente de resistência de forma a obter um défice de velocidade, com base na definição do factor de indução axial, equação (2.22). Isto é, para obter um factor de indução axial de 0,18, para o modelo  $k-\omega$  SST, a velocidade no disco tem de ser 8,2 m/s. Assim, resolvendo de forma iterativa, obtém-se que  $C_2$  é igual a 315 [1/m].

De seguida apresenta-se a influência deste parâmetro no défice de velocidade.

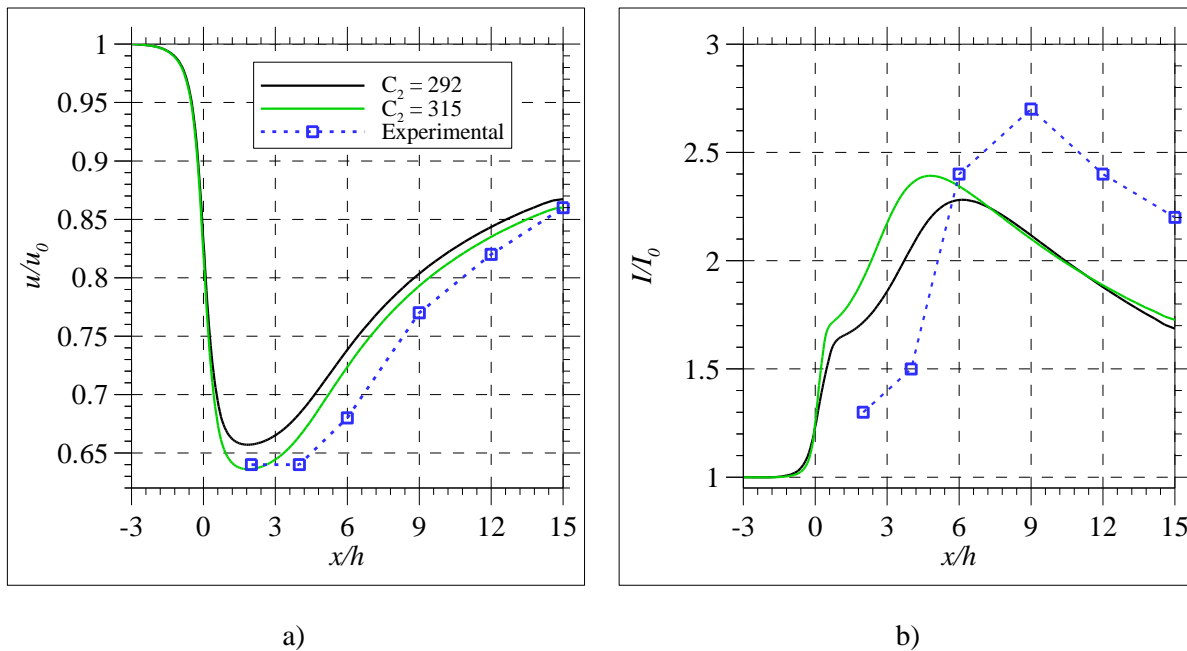


Figura 5.12 – Variação dos perfis para diferentes coeficientes de resistência em  $y=0$ : a)  $u$ ; b)  $I$ .

Na figura 5.12-a observa-se que o coeficiente de resistência tem uma maior influência próximo da turbina. Porém, à medida que se afasta da turbina este efeito deixa de ser tão pronunciado devido à difusão numérica.

## 5.5 Validação *porous jump*

O *porous jump* é implementado num volume como condição fronteira. Assim efectuaram-se simulações assumindo que a superfície lateral do disco, referente à espessura do disco, é considerada como face interior (i.e., permite-se fluxo através desta superfície) ou como parede (superfície impermeável). No caso de se considerar como face interior, situação fisicamente mais realista, o que comparando com o escoamento na turbina, permite escoamento na superfície lateral devido ao escorregamento nas pás. No entanto, a segunda situação mostra uma maior dificuldade de convergência, apresentando elevadas flutuações nos resíduos. Não obstante, no caso de considerar a superfície lateral como parede, os resíduos, em particular o da continuidade, mostra uma maior dificuldade de convergência. A partir deste ponto, todas as situações referentes ao meio poroso consideram esta superfície como face interior.

Na discretização do *porous jump* foi testada a influência do número de elementos dentro do disco poroso, na direcção axial, em que o volume é constituído por 1 e 3 elementos. Verificou-se que o número de elementos na direcção axial não influencia a queda de pressão do meio poroso.

Na figura 5.13 apresenta-se a comparação entre a componente longitudinal da velocidade do *pressure jump* e do *porous jump* no eixo ( $y=0$ ).

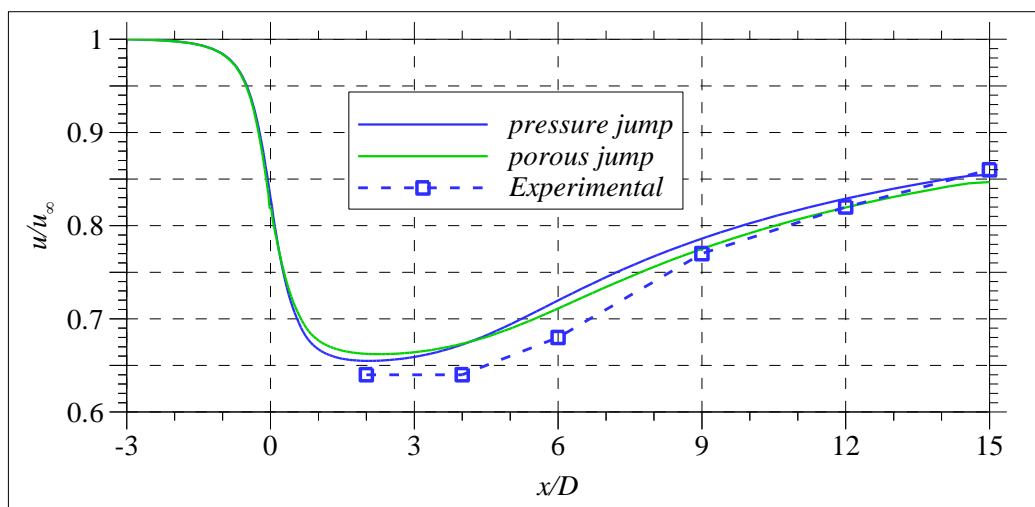


Figura 5.13 – Comparação do *pressure jump* e *porous jump* em  $y=0$  com  $C_2=292$ ,  $k-\omega$  SST,  $I=4\%$ .



Da figura 5.13 observa-se que numa distância entre 0,5 e 4,5 diâmetros do disco, o défice de velocidade do meio poroso é menor que o *pressure jump*, o que se pode atribuir ao caudal que é escoado na superfície lateral do disco.

Dado verificar-se um baixo nível de convergência dos resíduos, em particular o da continuidade que se situa na ordem de  $10^{-2}$ , avalia-se na secção seguinte a convergência da solução.

## 5.6 Validação dos Resíduos

No decurso da resolução do algoritmo iterativo, o fecho do balanço em cada VC é um valor pequeno, não nulo, que em circunstâncias normais, diminui com a progressão da solução (Fluent, 2006). Este valor é denominado resíduo. A convergência de uma solução computacional é um problema em todas as aplicações CFD (Fluent, 2006). Isto deve-se à natureza iterativa dos procedimentos utilizados para obtenção da solução.

Não existe uma regra universal que permita avaliar a convergência de uma solução numérica (Fluent, 2006). Existem muitos factores que condicionam a decisão de declarar uma solução como concluída quando se resolve uma simulação CFD. Embora a diminuição dos resíduos seja um bom método para controlar a evolução da solução numérica, não é, no entanto, o único indicador de convergência. Uma solução verdadeiramente convergente não sofre alterações dos resíduos ao longo das sucessivas iterações.

Existem diversos factores que podem dificultar a convergência dos resíduos, entre os quais:

- A baixa qualidade da discretização da malha, com má relação entre o comprimento e a largura dos elementos. Como a construção da malha numa superfície cilíndrica provoca elevado grau de distorção dos elementos, foram efectuadas simulações considerando a região porosa como sendo uma superfície rectangular, de forma a avaliar a influência dos resíduos com a distorção da malha. Adicionalmente, dado que o domínio é relativamente grande e é necessário um refinamento de malha suficiente junto à turbina, o que provoca elementos de malha muito alongados na extremidade do domínio de cálculo, foram efectuados diferentes crescimentos dos elementos de malha na direcção longitudinal, como se mostra na tabela 5.3.
- A utilização de esquemas de ordem superior. Foram efectuadas simulações com diferentes esquemas de interpolação, sendo o esquema de primeira ordem, *first order upwind*, o que apresentava menores flutuações. Na pressão, o esquema PRESTO era o que conduzia a uma solução mais estável.

- A utilização de parâmetros muito elevados nos factores de relaxação. Este parâmetro é utilizado para estabilizar o processo iterativo e é definido pela equação (5.8). Utilizaram-se então diferentes valores dos factores de relaxação e verificou-se que reduzir os coeficientes de sub-relaxação da equação do momento não apresentava qualquer modificação. No entanto, alterando o valor da viscosidade turbulenta para 0.7 deixou de se verificar flutuações nos resíduos. Adicionalmente aumentando o *skewness* no algoritmo SIMPLEC verificou-se melhorias significativas nas flutuações dos resíduos, mas em contrapartida aumentou o tempo de cálculo.

Para avaliar a convergência no processo iterativo avalia-se em que medida as equações discretizadas são satisfeitas para os valores correntes das variáveis dependentes. Segundo a nomenclatura do manual do FLUENT, para uma variável genérica  $\phi$  no VC com centro em  $P$ , é dado por:

$$a_P \phi_P = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (5.2)$$

Onde  $a_P$  é o coeficiente associado ao VC centrado em  $P$  e sobre o qual a equação é discretizada, dado por:

$$a_P = \sum_{nb} a_{nb} - S_P \quad (5.3)$$

O somatório estende-se aos pontos vizinhos ( $nb$ ) cujo número é igual ao número de faces do VC, com excepção dos VC nas fronteiras do domínio. Os coeficientes  $a_{nb}$  são obtidos, de acordo com o esquema de interpolação, com base no valor das variáveis conhecido no passo de iteração anterior. O coeficiente  $b$ , inclui a parte constante do termo fonte, bem como todos os outros termos que, para simplicidade de resolução, são tratados explicitamente.

O resíduo  $R^\phi$  apresentado no FLUENT quando somado a todos os VC é referido como resíduo *unscaled* que é escrito por:

$$R^\phi = \sum_P \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_P \phi_P \right| \quad (5.4)$$

Para a equação da continuidade o resíduo *unscaled* é definido como:

$$R^c = \sum_P |taxa\ de\ criação\ de\ massa\ na\ célula\ P| \quad (5.5)$$

Desta forma é difícil de avaliar a convergência uma vez que nenhum factor de escala representativo da taxa de escoamento associado à variável  $\phi$  é aplicado. Isto é verdade no caso de convecção natural,

onde não existe taxa de escoamento à entrada para comparar com a taxa de escoamento ao longo dos VC. Assim surge o resíduo adimensionalizado (*scaled* no FLUENT) definido como:

$$R^\phi = \frac{\sum_P \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_P \phi_P \right|}{\sum_P |a_P \phi_P|} \quad (5.6)$$

Para as equações da quantidade de movimento, o termo  $a_P \phi_P$  é substituído por  $a_P v_P$ , onde  $v_P$  é a magnitude da velocidade.

Para a equação da continuidade o resíduo adimensionalizado é definido como:

$$\frac{R_{\text{iteração } N}^c}{R_{\text{iteração } 5}^c} \quad (5.7)$$

Onde o valor do denominador é o maior valor absoluto que ocorre nas primeiras 5 iterações. O factor de escala utilizado pode ser visto usando o TECPLOT através da importação do ficheiro dos resultados.

Uma outra forma de avaliar o resíduo é adimensionalizar pelo maior valor absoluto ocorrido após  $N$  iterações, opção disponível no FLUENT através do *Normalized scale*.

Por causa da não linearidade das equações é necessário controlar a mudança de  $\phi$ . Isso é obtido através da sub-relaxação, de forma a reduzir a mudança de  $\phi$  produzida durante cada iteração, conforme equação (5.8).

$$\phi = \phi_{old} + \alpha \Delta \phi \quad (5.8)$$

Onde  $\phi$  é o novo valor da variável dentro de cada célula,  $\phi_{old}$  é o valor anterior de  $\phi$ ,  $\Delta \phi$  é a mudança computada em  $\phi$  e  $\alpha$  o factor de sub-relaxação.

Na figura 5.14 apresenta-se esquematicamente a geometria e condições de fronteira utilizadas na validação dos resíduos com a malha. Dado que a condição de fronteira *pressure jump* apenas pode ser aplicada numa face, considerou-se a espessura da geometria (direcção  $z$ ), com o comprimento de um elemento de malha.

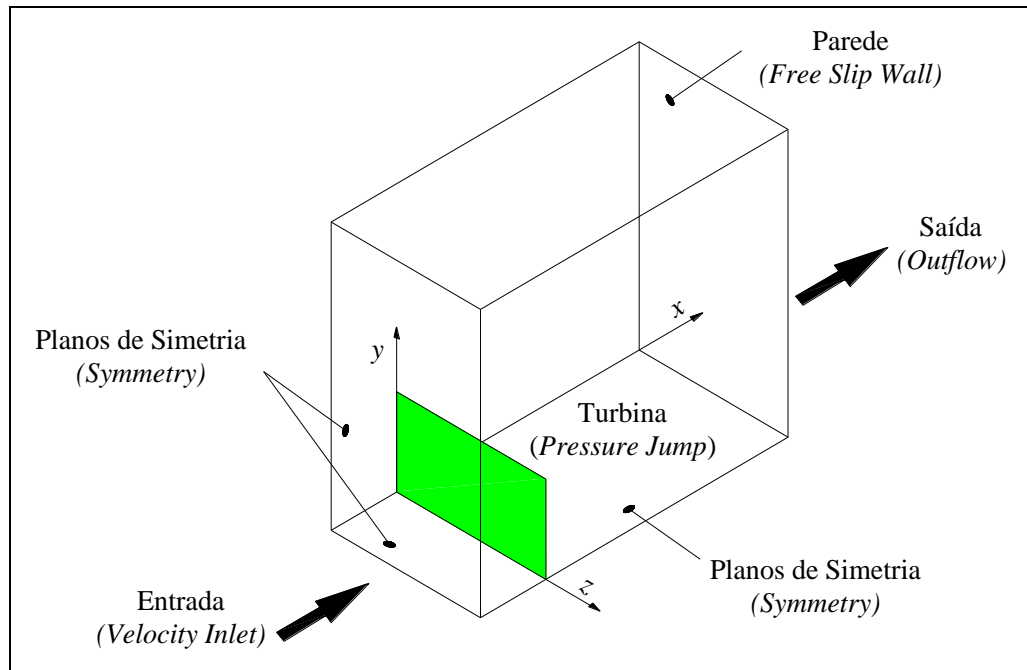


Figura 5.14 – Domínio de cálculo e condições de fronteira utilizadas na validação dos resíduos.

Neste domínio de cálculo pretende-se testar a influência de diversos parâmetros no nível dos resíduos. Para isso testou-se a variação do domínio de cálculo, na direcção lateral e longitudinal, a variação do tamanho dos elementos e a influência do crescimento da malha. Na tabela 5.3 apresentam-se as características das malhas utilizadas.

Tabela 5.3 – Características dos casos de validação de resíduos.

Casos	Domínio		Tamanho do Elemento de malha	Crescimento
Caso 1	$-3D < x < 5D$	$0 < y < 2,5D$	$0,01D$	—
Caso 2	$-3D < x < 5D$	$0 < y < 2,5D$	$0,02D$	—
Caso 3	$-5D < x < 10D$	$0 < y < 2,5D$	$0,02D$	—
Caso 4	$-3D < x < 5D$	$0 < y < 5D$	$0,02D$	—
Caso 5	$-5D < x < 15D$	$0 < y < 10D$	$0,02D$	FL3 size 7
Caso 6	$-5D < x < 15D$	$0 < y < 10D$	$0,02D$	FL3 size 14

Para avaliar o nível de convergência da solução o FLUENT apresenta três opções: não adimensional (*Unscale*), adimensional (*Scale*) e normalizado (*Normalized*).

Na tabela 5.4 apresentam-se os resíduos não adimensionais (*Unscale*) sem nenhum factor de escala aplicado. A variação do nível dos resíduos não é significativa.

Tabela 5.4 – Resíduos não adimensionais (*Unscale*).

	<i>Continuidade</i>	<i>u</i>	<i>v</i>	<i>k</i>	$\epsilon$
Caso 1	$1,92 \times 10^{-1}$	2,23	$5,48 \times 10^{-1}$	$1,79 \times 10^{-3}$	$3,05 \times 10^{-4}$
Caso 2	$1,70 \times 10^{-1}$	1,78	$4,73 \times 10^{-1}$	$2,60 \times 10^{-4}$	$4,44 \times 10^{-5}$
Caso 3	$3,30 \times 10^{-1}$	3,64	1,02	$9,68 \times 10^{-3}$	$9,36 \times 10^{-4}$
Caso 4	$3,64 \times 10^{-1}$	4,78	1,66	$6,72 \times 10^{-3}$	$7,87 \times 10^{-3}$

Na tabela 5.5 apresentam-se os resíduos adimensionais calculados com base na equação (5.6). A variação dos resíduos entre os diferentes casos é de apenas uma ordem de grandeza. O que permite concluir que o aumento do tamanho dos elementos, a variação do domínio de cálculo e o alongamento dos elementos nas zonas de poucos gradientes, não contribuem para o aumento do nível dos resíduos. Porém, observa-se que a diferença do nível do resíduo entre a continuidade e das resultantes variáveis é de cerca de quatro ordens de grandeza.

Tabela 5.5 – Resíduos adimensionais (*Scale*).

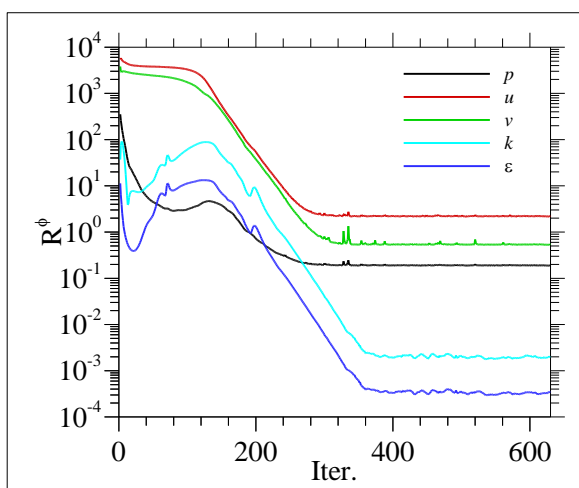
	<i>Continuidade</i>	<i>u</i>	<i>v</i>	<i>k</i>	$\epsilon$
Caso 1	$4,47 \times 10^{-4}$	$6,13 \times 10^{-5}$	$1,5 \times 10^{-8}$	$1,67 \times 10^{-7}$	$2,70 \times 10^{-7}$
Caso 2	$2,02 \times 10^{-4}$	$5,70 \times 10^{-8}$	$1,51 \times 10^{-8}$	$3,48 \times 10^{-7}$	$4,04 \times 10^{-7}$
Caso 3	$3,68 \times 10^{-4}$	$6,04 \times 10^{-8}$	$1,52 \times 10^{-8}$	$1,91 \times 10^{-7}$	$2,63 \times 10^{-7}$
Caso 4	$2,83 \times 10^{-3}$	$5,69 \times 10^{-8}$	$1,54 \times 10^{-8}$	$5,42 \times 10^{-8}$	$5,67 \times 10^{-8}$
Caso 5	$2,59 \times 10^{-3}$	$5,01 \times 10^{-8}$	$1,28 \times 10^{-8}$	$8,75 \times 10^{-8}$	$9,63 \times 10^{-8}$
Caso 6	$3,36 \times 10^{-4}$	$4,24 \times 10^{-8}$	$1,28 \times 10^{-8}$	$3,78 \times 10^{-8}$	$4,07 \times 10^{-8}$

Na tabela 5.6 apresentam-se os resíduos normalizados com base na equação (5.7). Como era espectável, não se observa uma diferença significativa entre os diferentes casos. No entanto, observa-

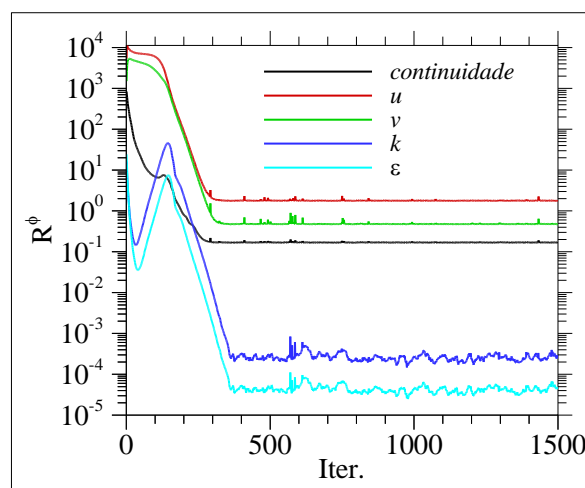
se uma diferença de cerca de 3 ordens de grandeza comparativamente aos resíduos adimensionais da tabela 5.5. Assim conclui-se que o nível dos resíduos depende do critério utilizado no factor de escala.

Tabela 5.6 – Resíduos normalizados 5 iterações.

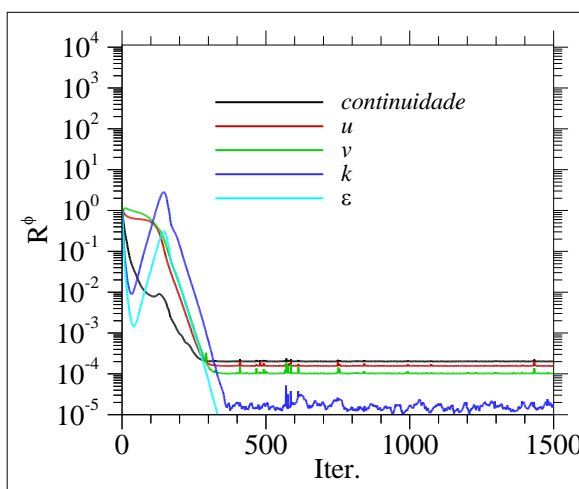
	<i>Continuidade</i>	<i>u</i>	<i>v</i>	<i>k</i>	<i>ε</i>
Caso 1	$4,53 \times 10^{-4}$	$3,79 \times 10^{-4}$	$1,18 \times 10^{-4}$	$2,23 \times 10^{-5}$	$2,06 \times 10^{-5}$
Caso 2	$1,99 \times 10^{-4}$	$1,54 \times 10^{-4}$	$1,01 \times 10^{-4}$	$1,58 \times 10^{-5}$	$1,69 \times 10^{-6}$
Caso 3	$3,70 \times 10^{-4}$	$3,00 \times 10^{-4}$	$1,44 \times 10^{-4}$	$3,41 \times 10^{-4}$	$2,28 \times 10^{-5}$
Caso 4	$2,83 \times 10^{-3}$	$2,65 \times 10^{-3}$	$1,48 \times 10^{-3}$	$2,42 \times 10^{-3}$	$1,53 \times 10^{-6}$



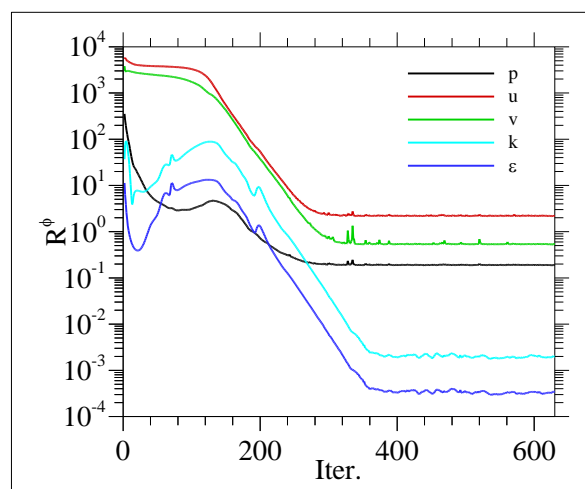
a)



b)



c)



d)

Figura 5.15 – Resíduos (caso 3): a) Scale; b) Unscale; c) Normalized; d) Variáveis  $\phi$ .

Para melhor percepção da convergência residual, apresentam-se na figura 5.15 os gráficos dos diferentes critérios disponíveis, o que permite concluir que a convergência da solução deve ser avaliada com base na ordem de redução do resíduo e na evolução do resíduo ao longo do processo iterativo.

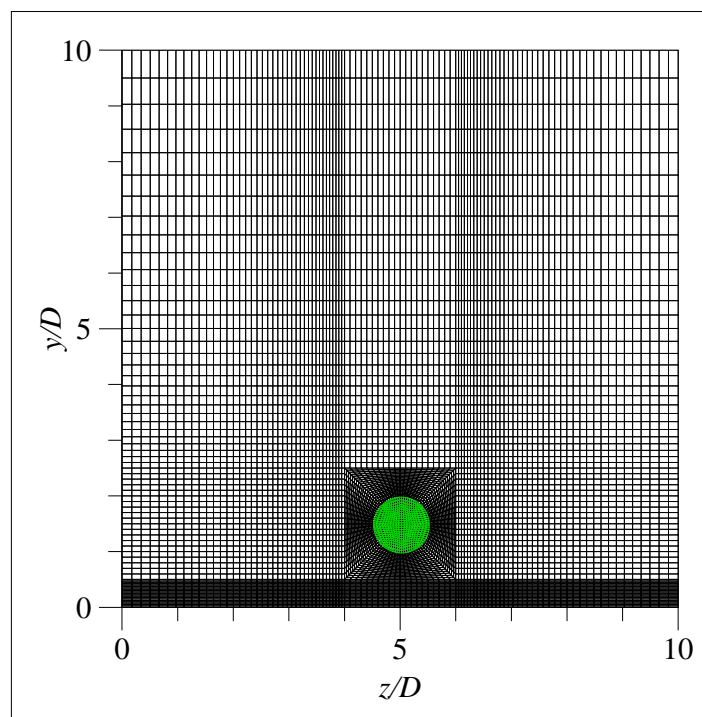
## Capítulo 6

### Turbinas colocadas na falésia

Após realizar o estudo do escoamento sobre o degrau e a caracterização da esteira da turbina através do meio poroso é importante estudar a interferência da esteira de outra a sotavento.

Este estudo é realizado colocando duas turbinas no domínio de cálculo. As turbinas foram colocadas a uma distância de um diâmetro do rotor acima do solo e espaçadas de onze diâmetros do rotor. De modo a evitar a zona de recirculação e uma inclinação excessiva do escoamento, optou-se por colocar a primeira turbina a uma distância de dois diâmetros da falésia.

Nas figura 6.1 e 5.17 apresenta-se a discretização da malha no plano  $yz$  e plano  $xy$  respectivamente.



*Figura 6.1 – Plano  $yz$  da turbina.*



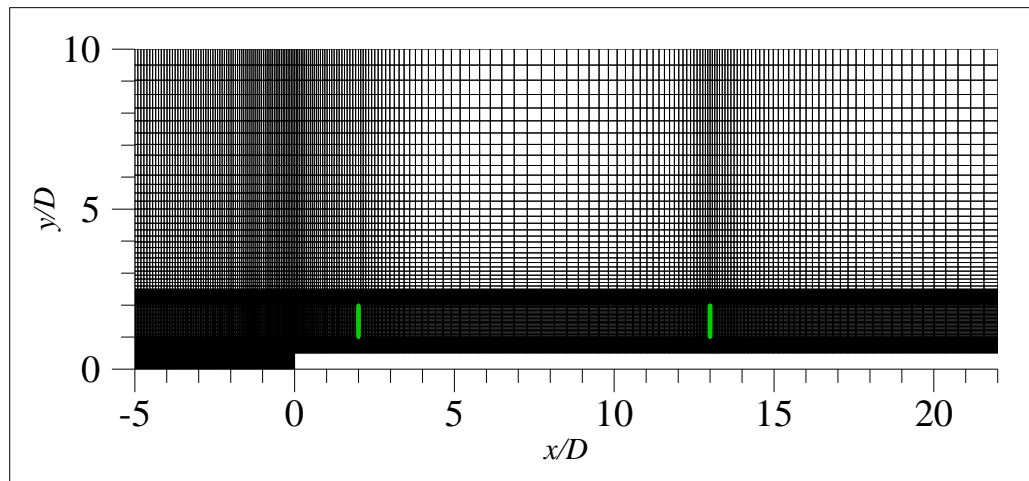


Figura 6.2 – Plano  $xy$ .

A discretização tridimensional junto às turbinas é feita utilizando a opção *tri-primitive* descrita no início deste capítulo. Ao redor da turbina é utilizado a opção *Map*. Na figura 6.3 apresenta-se em pormenor a discretização da malha junto ao meio poroso que simula a turbina. Observa-se a dificuldade de construção de malha em superfícies circulares provocando forte distorção dos elementos e um rácio de comprimento largura elevado.

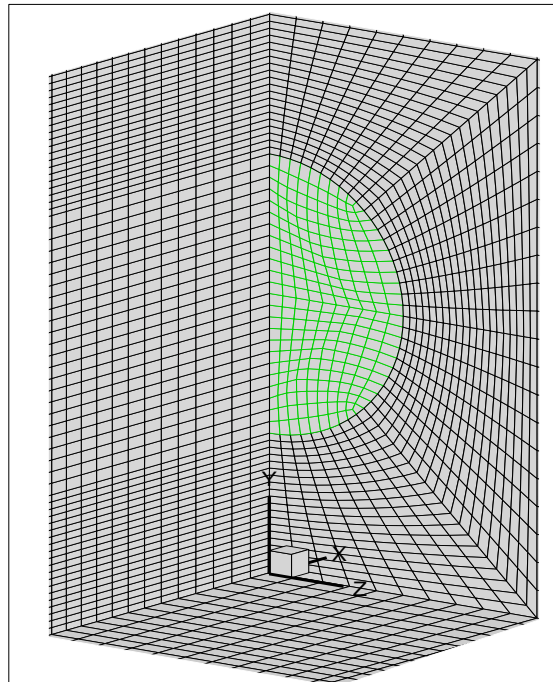


Figura 6.3 – Pormenor junto ao meio poroso.

A análise dos resultados é feita através do campo de velocidades (figura 6.4) e da energia cinética turbulenta (figura 6.5).

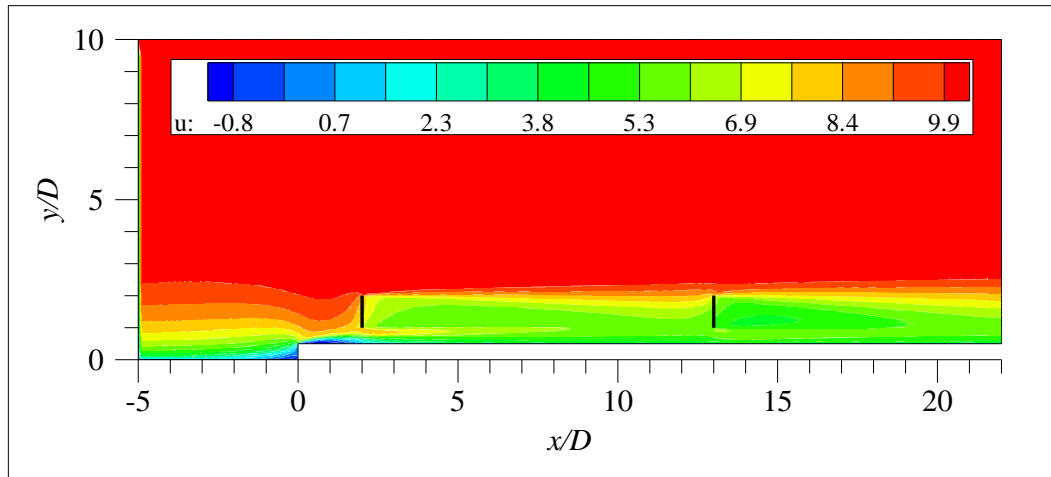


Figura 6.4 – Campo de velocidades.

A análise do campo de velocidade permite verificar que a escolha de onze diâmetros entre as turbinas é uma escolha razoável, pois observa-se que a velocidade mínima nos discos é aproximadamente 5m/s.

Na figura 6.5 apresenta-se o campo da energia cinética turbulenta. Observa-se que a turbina se situa fora da zona de maior turbulência.

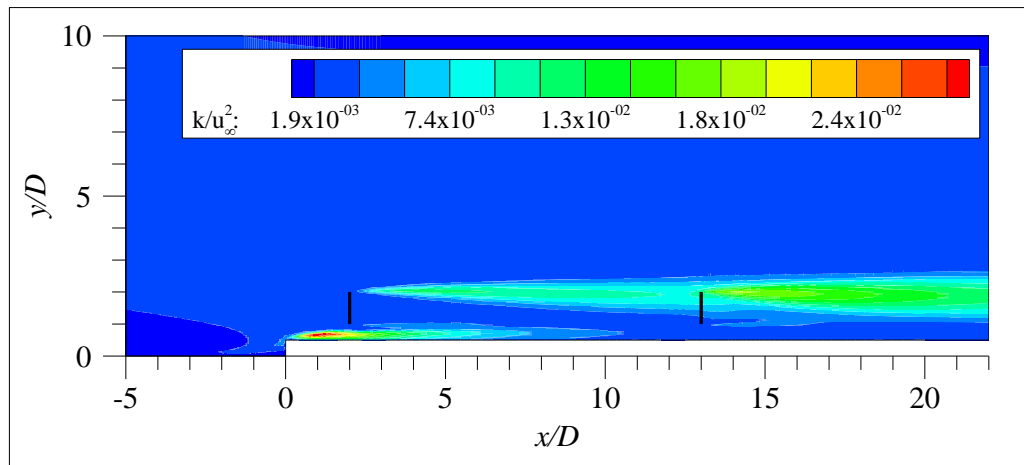


Figura 6.5 – Campo da energia cinética turbulenta.

É possível observar de uma forma clara que a condição de fronteira do meio poroso não introduz turbulência ao escoamento, como era desejável.

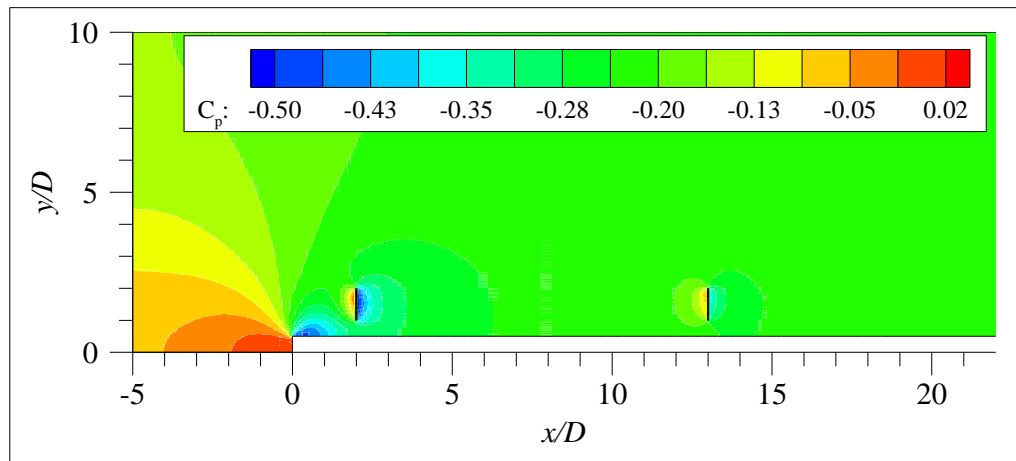


Figura 6.6 – Campo do coeficiente de pressão.

De uma análise conjunta dos três parâmetros do escoamento ( $u$ ,  $k$ ,  $C_p$ ) conclui-se que a colocação da turbina a sotavento numa distância de onze diâmetros ainda permite aproveitar energia sem colocar em risco a integridade da estrutura.

# Capítulo 7

## Conclusão

O trabalho desenvolvido nesta dissertação centrou-se na simulação do escoamento sobre uma falésia e numa turbina, cujo objectivo é o estudo numérico do escoamento em turbinas colocadas numa falésia. A simulação foi feita através da resolução das equações RANS com modelos de turbulência com duas equações.

Considerou-se a modelação da falésia como um degrau ascendente. O efeito de bloqueio do degrau provoca a separação e recirculação do escoamento. No entanto, este efeito permite obter uma zona de incremento da velocidade, com baixa intensidade de turbulência e pouca inclinação do escoamento, propício à colocação de turbinas. Conclui-se que os resultados são fortemente sensíveis às condições de entrada e aos modelos de turbulência, principalmente o comprimento da bolha de recirculação localizada a sotavento do degrau.

A modelação da turbina foi realizada como um meio poroso e parametrizada com base na teoria do disco actuador. Observou-se que o défice de velocidade é praticamente coincidente com os dados experimentais, o que permite concluir que esta abordagem simplificada permite caracterizar razoavelmente com rigor a esteira distante. A intensidade de turbulência apresenta valores na mesma ordem de grandeza.

De uma análise global concluiu-se que modelo  $k-\omega$  SST revelou-se capaz de simular simultaneamente os escoamentos sobre topografia complexa e o meio poroso: permite caracterizar eficazmente a bolha de recirculação na falésia e o défice de velocidade do meio poroso.

Conclui-se que a colocação das turbinas numa falésia é possível desde que devidamente posicionadas.

A simulação CFD através da resolução das equações RANS e do meio poroso assume-se como uma técnica promissora para a modelação de um parque eólico num escoamento sobre topografia complexa.

Em termos de perspectivas de trabalho futuro, no seguimento do trabalho aqui apresentado, podem-se apontar os seguintes caminhos:

- Dado a que resultaram algumas dúvidas acerca de como foi realizado o ensaio experimental realizado por Roballo (2007), sugere-se a realização de um novo ensaio experimental. Adicionalmente sugere-se a utilização de outra técnica de medição dos dados experimentais (PIV-Velocimetria por Imagem de Partículas), uma vez que com a técnica de anemometria de fio quente é impossível prever a zona de recirculação do escoamento. Com este ensaio é possível validar com maior precisão o modelo de turbulência.
- Atendendo à fase embrionária em que a distribuição de turbinas foi realizada prevê-se a realização de diferentes disposições de turbina de modo a validar qual a melhor distribuição no parque eólico.
- Dado a grande discrepância nos resultados numéricos e experimentais referentes à intensidade de turbulência sugere-se a introdução de um termo fonte capaz de simular a turbulência gerada pelo meio poroso.
- Introduzir rotação ao escoamento à saída do disco de acordo com a teoria das pás através de um UDF.
- Utilizar a opção Virtual Blade Model, recentemente incorporada no FLUENT. Em vez de considerar o meio poroso uniforme, testar a influência da torre e nacelle como uma superfície sólida.

# Referências Bibliográficas

- Aubrun, S. (2005). Modelling wind turbine wakes with a porosity concept. Em: Peinke, J., Schaumann, P. e Barth, S. (eds.). *Wind energy: Proceedings of the Euromech Colloquium 464b*. Germany, Outubro de 2005. pp.265-270.
- Barthelmie, R., Rathmann, O., Frandsen, S., Hansen, K., Politis, E., Prospathopoulos, J., Rados, Cabezón, D., D., Schlez, W., Phillips, J., Neubert, A., Schepers, J. e Van der Pijl, S. (2007). Modelling and measurements of wakes in large wind farms. *Journal of Physics: Conference Series*. 75: 012049.
- Bradshaw, P. e Wong, F. (1972). The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*. 52: 113-135.
- Burton, T., Sharpe, D., Jenkins, N. e Bossanyi, E. (2001). *Wind energy handbook*. John Wiley & Sons, Ltd. England. 617 pp.
- Cabezón, D., Hansen, K. e Barthelmie, R. (2010). Linearity analysis of wake effects induced by complex terrain and wind turbines through CFD wind farm models. *Fifth European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD 2010*, Junho de 2010, Lisboa.
- Cabezón, D., Sanz, J., Martí, I. e Crespo, A. (2009). CFD modelling of the interaction between the surface boundary layer and rotor wake. Comparison of results obtained with different turbulence models and mesh strategies. *EWEC 2009*, Marseille, France, Março de 2009.
- Calaf, M., Meneveau, C. e Meyers, J. (2010). Large eddy simulation study of fully developed wind-turbine array boundary layers. *Phys Fluids*. 22: 015110. 16 pp.
- Carvalho, J. (1997). *Interacção de um corpo cúbico assente numa superfície muito rugosa com uma camada limite turbulenta*. Tese de Doutoramento. Faculdade de Ciências e Tecnologia-Universidade Nova, Lisboa, 169 pp.
- Castro, R. (2008). *Introdução à energia eólica*. Edição 3.1. Instituto Superior Técnico, DEEC. Lisboa.
- Chen, Y. e Kim, S. (1987). *Computation of turbulent flow using an extended  $k-\epsilon$  turbulence closure model*. Technical Report NASA CR-179204.

Chevalier, G., Irastorza, J. e Orte, B. (2009). *Etude de l'interaction des sillages d'éoliennes dans un parc*. Rapport de project de fin d'étude. École polytechnique de l'université d'Orleans.

Conde, J. M. (2005). *Estudo do escoamento sobre ressaltos*. Tese de Doutoramento. Faculdade de Ciências e Tecnologia-Universidade Nova, Lisboa.

Crespo, A., Hernández, J. e Frandsen, S. (1999). Survey of modelling methods for wind turbine wakes and wind farms. *Wind Energy*. 2: 1-24.

Crespo, A., Manwel, F., Moreno, D., Fraga, E., Hernandez, J. (1985). Numerical analysis of wind turbine wakes and wind farms. *Wind energy*. 2(1): 1-24.

**E**urocode 1 (2004): Actions on structures – General Actions – Part 1-4: Wind Actions.

**F**luent 6.3. (2006). *User's Guide*. Fluent Incorporated.

Franke, J., Hellsten, A., Schlünzen, H. e Carissimo, B. (2007). Best practice guideline for the CFD simulation of flows in the urban environment. *COST*, Brussels.

**G**asset, N., Poitras, G., Gagnon, Y. e Brothers, C. (2005). Study of Atmospheric Boundary Layer Flows Over a Coastal Cliff. *Wind engineering*. 29 (1): 3-24.

**H**arrison, M., Batten, W. e Bahaj, A. (2009). A comparison between CFD simulations and experiments for predicting the far wake of horizontal axis tidal turbines. *Proceeding of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference*. Uppsala, Sweden. pp. 613-627.

**I**EC 61400-1 (2005). Wind Turbines-Part1: Design Requirements. Third edition.

**K**asmi, A. e Masson, C. An extended  $k-\varepsilon$  model for turbulent flow through horizontal-axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 96: 103-122.

Kim, H.G. e Patel, V.C. (2000). Test of Turbulence Models for Wind Flow Over Terrain With Separation and Recirculation. *Boundary-Layer Meteorology*. 94: 5-21.

**L**aunder, B. e Spalding, D. Mathematical models of turbulence. *Academic Press*, London.

Lun, Y.F., Mochida, A., Yoshino, H. e Murakami, S. (2007). Applicability of linear type revised  $k-\varepsilon$  models to flow over topographic features. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 95: 371-384.

**M**enter, F. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J.* 32(8): 1598–1605.

- 
- Mortensen, N. e Landberg, L. (1993). *Wind Atlas Analysis and Application Program (WAsP)*. Nacional Laboratory:133, Denmark.
- Moss, W. e Baker, S. (1980). Recirculating flows associated with two dimensional steps. *Aeronautical Quarterly*. 31: 151-172.
- Nield, D. e Bejan, A., (1999), 2ª edição, *Convection in Porous Media*, Springer, New York.
- Nordex (2011). Acedido a 9 de Março de 2011. <http://www.nordex-online.com>.
- Pires, L. B. (2009). *Estudo da camada limite interna desenvolvida em falésias com aplicação para o centro de lançamento de Alcântara*. Tese de Mestrado, Instituto nacional de pesquisas espaciais, São José dos Campos, Brasil.
- Prospathopoulos, J., Politis, E. e Chaviaropoulos, P. (2008). Modelling wind turbine wakes in complex terrain. *EWEC 2008*, Brussels, Belgium.
- Prospathopoulos, J., Politis, E., Rados, K. e Chaviaropoulos, P. (2011). Evaluation of the effects of turbulence model enhancements on wind turbine wake predictions. *Wind energy* . 14: 285-300.
- Rados, K., Prospathopoulos, J., Stefanatos, N., Politis, E., Chaviaropoulos, P. e Zervos, A. (2009). CFD modelling issues of wind turbine wakes under stable atmospheric conditions. *EWEC 2009*. Marseille, France, 16-19 Março de 2009.
- Réthoré, P. (2009). *Wind Turbine Wake in Atmospheric Turbulence*. PhD thesis, Aalborg University - Risø DTU, Outubro de 2009.
- Réthore, P., Troldborg, N., Zahle, F. e Soresen, N. (2011). Comparison of the near wake of different kinds of wind turbine CFD models. *Wake Conference 2011*, Gotland, 8-9 Junho de 2011.
- Richards, P. e Hoxey, R. (1993). Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the  $k-\epsilon$  turbulence model. *Journal of wind Engineering and industrial Aerodynamics*. 46 e 47: 145-153.
- Roballo, S. (2007). *Estudo do escoamento atmosférico no centro de lançamento de alcântara através de medidas de torre anemométricas e em túnel de vento*. Tese de Mestrado. INPE, São José dos Campos, Brasil.
- Schlichting, H. (1979). *Boundary Layer Theory*. 7ª Edição. McGraw-Hill, New York.
-



Sherry, M., Jacono, D. e Sheridan, J. (2010). An experimental investigation of the recirculation zone formed downstream of a forward facing step. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 98: 888-894.

Sherry, M. J., Jacono, D. L. e John, S. (2009). Flow separation characterisation of a forward facing step immersed in a turbulent boundary layer. *Sixth Internacional Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*. Seoul. 1325-1330.

Shih, T., Liou, W., Shabbir, A., Yang, Z. e Zhu, J. (1995). A new  $k-\epsilon$  eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows-model development and validation. *Computers and Fluids*. 24: 227-238.

Stathopoulos, T. e Baniotopoulos, C. (2007). *Wind effects on Buildings and design of wind-sensitive structures*. Springer, 227 pp.

**T**aylor, I. (1963). *The Scientific Papers of six Geoffrey Ingram taylor*. Cambridge university Press.

Troldborg (2008). *Actuator Line Modeling of Wind Turbine Wakes*. PhD thesis, Department of Mechanical Engineering Technical University of Denmark, Junho de 2008.

Tsuchiya, M., Murakami, S., Mochida, A., Komdo, K. e Ishida, Y. (1997). Development of new  $k-\epsilon$  model for flow and pressure fields around bluff body. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 67-68: 169-182.

**V**ermeer, L., Soresen, J. e Crespo, A. (2003). Wind turbine wake aerodynamics. *Progr. Aerosp. Sci.* 39: 467-510.

Versteeg, H. e Malalasekera, W. (1995). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. Longman Scientific and Technical.

**W**allbank, T. (2008). *WindSim Validation Study: CFD validation in Complex terrain*.

Weber, L., Cherian, M. e Allen, M. (2000). *Headloss characteristics for perforated plates and flat bar screens*. University of engineering Iowa, Hydraulic engineering.

Whitaker, S. (1996). The forchheimer equation: A theoretical development. *Transport in porous media*. 25: 27-61.

White, F. (1999). *Mecânica dos Fluidos*. 4ª Edição. Mc Graw Hill. Rio de Janeiro, Brasil.

Wilcox, D. C. (1994). *Turbulence modelling for CFD*. DCW industries, Inc, La Canada, California, 460 pp.

**Y**akhot, V. e Orzag, S. (1986). Renormalisation group analysis of turbulence: Basic theory. *Journal of Science an Computing* , 1: 3-51.

Yakhot, V., Orszag, S., Thangam, S., Gatski, T. e Speziale, C. (1992). Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids*. 4, 7: 1510-1520.

Yang, W., Quan, Y., Jin, X., Tamura, Y. e Gu, M. (2008). Influences of equilibrium atmosphere boundary layer and turbulence parameter on wind loads of low-rise buidings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 96: 2080-2092.

Yang, Y., Gu, M., Chen, S. e Jin, X. (2009). New inflow conditions for modelling the neutral equilibrium atmospheric layer in computacional wind engineering. *Journal of Wind Engineering and industrial Aerodynamics*. 97: 88-95.

**Z**hang, C. (1994). Numerical predicitons of turbulent recirculating flows with a  $k-\epsilon$  model. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 51: 177-201.



# Anexos

Em complemento aos resultados já apresentados neste trabalho, apresentam-se os perfis de velocidade experimental e os resíduos da simulação apresentada no subcapítulo 4.5 (Localização da Turbina).

## Anexo A

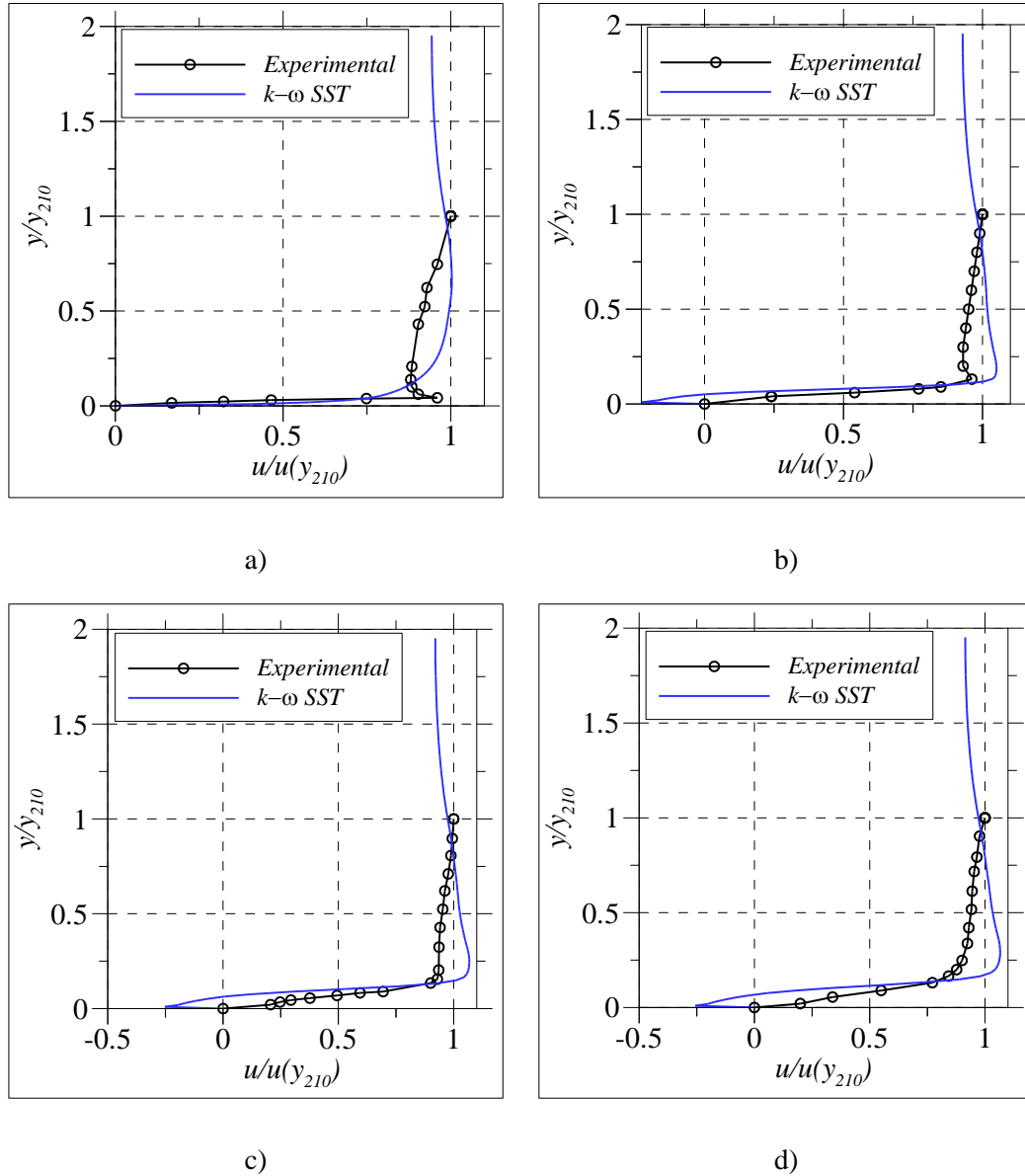
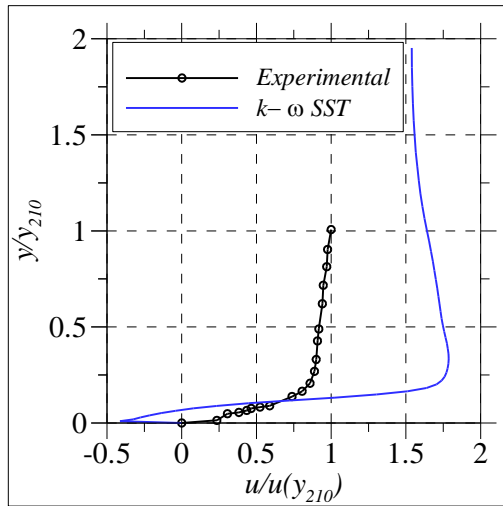
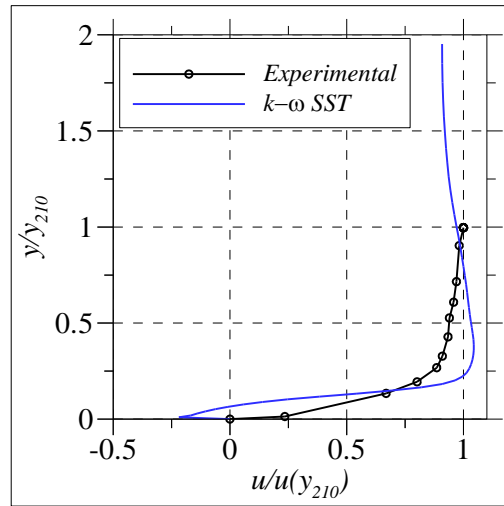


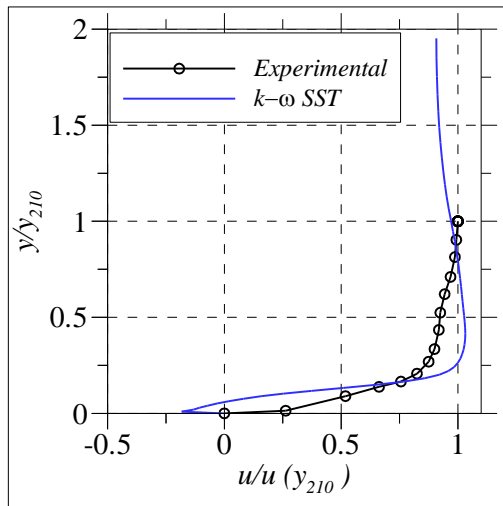
Fig A – Perfis de velocidade experimentais de Roballo (2007):  
a)  $x/h=0$ ; b)  $x/h=0,6$ ; c)  $x/h=1$ ; d)  $x/h=1,4$  (contínua).



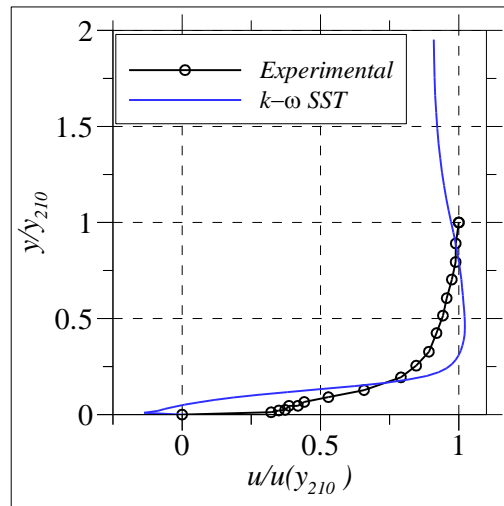
e)



f)



g)



h)

Fig A – (continuação) Perfis de velocidade experimentais de Roballo (2007): e)  $x/h=1,8$ ; f)  $x/h=2,2$ ; g)  $x/h=2,6$ ; h)  $x/h=3$ .

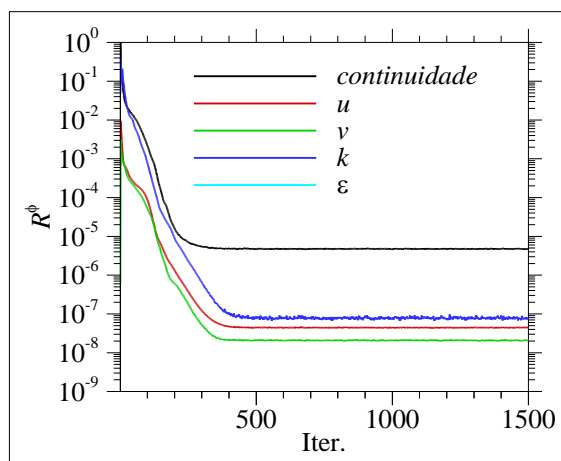


Fig B – Resíduos scaled do perfil eurocódigo.